

Titre: Mesure in situ de la région fondue lors de la fonte du silicium par un
Title: laser focalisé

Auteur: François Magny
Author:

Date: 2005

Type: Mémoire ou thèse / Dissertation or Thesis

Référence: Magny, F. (2005). Mesure in situ de la région fondue lors de la fonte du silicium
Citation: par un laser focalisé [Mémoire de maîtrise, École Polytechnique de Montréal].
PolyPublie. <https://publications.polymtl.ca/8391/>

 **Document en libre accès dans PolyPublie**
Open Access document in PolyPublie

URL de PolyPublie: <https://publications.polymtl.ca/8391/>
PolyPublie URL:

**Directeurs de
recherche:**
Advisors:

Programme: Non spécifié
Program:

UNIVERSITÉ DE MONTRÉAL

Mesure *in situ* de la région fondue lors de la fonte du
silicium par un laser focalisé

FRANÇOIS MAGNY
DÉPARTEMENT DE GÉNIE PHYSIQUE
ÉCOLE POLYTECHNIQUE DE MONTRÉAL

MÉMOIRE PRÉSENTÉ EN VUE DE L'OBTENTION
DU DIPLÔME DE MAÎTRISE ÈS SCIENCES APPLIQUÉES
(GÉNIE PHYSIQUE)
AOÛT 2005

© François Magny, 2005.



Library and
Archives Canada

Published Heritage
Branch

395 Wellington Street
Ottawa ON K1A 0N4
Canada

Bibliothèque et
Archives Canada

Direction du
Patrimoine de l'édition

395, rue Wellington
Ottawa ON K1A 0N4
Canada

Your file Votre référence
ISBN: 978-0-494-47675-8
Our file Notre référence
ISBN: 978-0-494-47675-8

NOTICE:

The author has granted a non-exclusive license allowing Library and Archives Canada to reproduce, publish, archive, preserve, conserve, communicate to the public by telecommunication or on the Internet, loan, distribute and sell theses worldwide, for commercial or non-commercial purposes, in microform, paper, electronic and/or any other formats.

The author retains copyright ownership and moral rights in this thesis. Neither the thesis nor substantial extracts from it may be printed or otherwise reproduced without the author's permission.

AVIS:

L'auteur a accordé une licence non exclusive permettant à la Bibliothèque et Archives Canada de reproduire, publier, archiver, sauvegarder, conserver, transmettre au public par télécommunication ou par l'Internet, prêter, distribuer et vendre des thèses partout dans le monde, à des fins commerciales ou autres, sur support microforme, papier, électronique et/ou autres formats.

L'auteur conserve la propriété du droit d'auteur et des droits moraux qui protègent cette thèse. Ni la thèse ni des extraits substantiels de celle-ci ne doivent être imprimés ou autrement reproduits sans son autorisation.

In compliance with the Canadian Privacy Act some supporting forms may have been removed from this thesis.

While these forms may be included in the document page count, their removal does not represent any loss of content from the thesis.

Conformément à la loi canadienne sur la protection de la vie privée, quelques formulaires secondaires ont été enlevés de cette thèse.

Bien que ces formulaires aient inclus dans la pagination, il n'y aura aucun contenu manquant.


Canada

UNIVERSITÉ DE MONTRÉAL

ÉCOLE POLYTECHNIQUE DE MONTRÉAL

Ce mémoire intitulé :

MESURE *IN SITU* DE LA RÉGION FONDUE LORS DE LA FONTE
DU SILICIUM PAR UN LASER FOCALISÉ

Présenté par : MAGNY François

en vue de l'obtention du diplôme de : Maîtrise ès sciences appliquées

a été dûment accepté par le jury d'examen constitué de :

M. SKOROBOGATIY Maksim, Ph.D., président

M. MEUNIER Michel, Ph.D., membre et directeur de recherche

M. LACOURSE Alain, M.Sc.A., membre

Remerciements

Cette maîtrise est le fruit d'une collaboration entre plusieurs collègues et je tiens personnellement à remercier tous ceux qui ont contribué de près ou de loin à rendre le tout possible et agréable. Merci Michel pour m'avoir proposé ce projet, pour ton soutien, pour les souper chinois et les BBQ! Merci Jean-Yves pour m'avoir soutenu en tant que guide spirituel, m'indiquant les points intéressants à approfondir, le tout parfumé d'un humour aussi agréable à savourer qu'un fin vin Bordelais! Merci Guillaume! Avec toi, les heures passés à vociférer après le montage paraissaient beaucoup plus courtes (et il va sans dire que les problèmes se règlent beaucoup plus vite lorsqu'on vocifère à deux)! Merci Jean-Paul, pour m'avoir fourni le soutien technique nécessaire pour développer le montage et avoir assuré un déménagement sans problème. Merci à l'équipe de LTRIM pour avoir fourni de nombreux conseils des échantillons et le financement de ce projet. Merci à tous les autres impliqués de près ou de loin qui ont rendu le tout possible.

Résumé

Le traitement du silicium au laser est un domaine qui a pris une expansion considérable au cours des dernières années. La fonte du silicium par un laser pulsé focalisé est une composante essentielle du traitement qui fut abondamment étudiée. Le procédé étudié dans cet ouvrage consiste à faire fondre une jonction électriquement isolante p⁺-n-p⁺ à l'aide d'une impulsion laser visible de manière à faire diffuser les dopants des régions p⁺ dans le gap n (Meunier, Gagnon, Lacourse, Savaria et Cadotte 2001). Cet effet a comme conséquence de produire une résistance pouvant varier selon le degré de diffusion. Cette technique entraîna l'obtention d'un brevet (Gagnon, Meunier et Savaria 2001) et la création d'une entreprise visant son implantation dans l'industrie de la microélectronique analogique.

L'obtention d'une résistance précise par cette technique requiert une prise de mesure sur le dispositif traité. La mesure actuelle, s'appuyant sur la valeur de la résistance, pose des problèmes reliés à la vitesse du traitement pouvant s'étaler sur plusieurs secondes pour une seule résistance. Cet ouvrage vise donc à développer une nouvelle technique de mesure *in situ* qui, une fois couplée à des simulations de la fonte et de la diffusion des dopants faites précédemment (Degorce, Gillet, Magny et Meunier 2005), permettra de déterminer la valeur du lien résistif créé beaucoup plus rapidement que par mesure électrique, ouvrant la porte à la création de plusieurs centaines de liens par seconde et ce, sans avoir à prendre des mesures destructives sur le circuit traité.

Cette technique se base sur la mesure de l'intensité de la réflexion d'un faisceau sonde focalisé à la surface de la région traitée. L'intensité réfléchie est ainsi tributaire de la température de cette région, mais plus particulièrement de sa phase, qui fait bondir le coefficient de réflectivité de presque un facteur deux lors du passage de l'état solide à l'état liquide. La mesure de cette réflectivité permet alors de suivre l'évolution temporelle de la région fondue pendant le traitement, en mesurant en temps réel les variations de réflectivité par rapport à l'état initial.

Pour optimiser les mesures prises, différents faisceaux sonde ont été comparés numériquement afin de déterminer lequel serait le plus efficace, un changement de la longueur d'onde utilisée pouvant faire varier la taille du point focal et la réflectivité. Il en est ressorti que le laser hélium-néon était un candidat très favorable. Celui-ci entraîne un point focal plus grand que la région fondue, ce qui permet de conserver un bon dynamisme de l'intensité réfléchie en fonction de l'évolution de la région fondue. Par opposition, la réflectivité issue d'un faisceau trop petit sera saturée lorsque les dimensions de la région fondue seront du même ordre de grandeur que son point focal. Le laser HeNe permet aussi de conserver un comportement relativement dynamique pour une grande plage de rayons fondus. Ceux-ci étant plus petits que la région sondée, on évite de saturer la réponse en réflectivité avec une réflexion totale du faisceau.

Les mesures de réflectivité recueillies ont permis d'ajuster et de valider le modèle de fonte numérique développé parallèlement. Il est alors possible d'extraire de

ce modèle l'état de fonte et de diffusion des dopants en se basant sur un profil de réflectivité mesuré, ouvrant ainsi la porte à un contrôle automatisé de la création des résistances diffusées par laser.

L'analyse des réponses en réflectivité a permis de montrer qu'il existait un temps de changement de régime, caractérisé par une variation de la pente du profil de réflectivité. Nous avons démontré que ce temps de changement de régime est inversement proportionnel à l'intensité incidente sur le silicium. Ainsi, la simple lecture de la mesure de réflectivité permet de déterminer l'intensité exacte arrivant sur le silicium, indépendamment des variations pouvant être occasionnées par des couches diélectriques recouvrant celui-ci.

En faisant corréler le rayon fondu au changement de régime avec un modèle de fonte du silicium unidimensionnel, il est possible de déterminer qu'un rayon fondu a été atteint seulement à partir du temps de changement de régime. Ceci est très avantageux, car malgré le fait que l'intensité et le profil de la mesure de réflectivité peuvent varier légèrement en fonction de la qualité de la focalisation et du positionnement du faisceau sonde, le temps de changement de régime est très facile à déterminer. Il constitue ainsi une mesure fiable, plus facile à introduire dans un procédé industriel.

Le développement de cette technique de fabrication implique cependant un contrôle strict de la fonte, autant pour minimiser le budget thermique utilisé que pour

éviter la création de défauts dans la région fondue. Cette dynamique est quant à elle directement influencée par le faisceau laser utilisé. Une étude a donc été effectuée sur l'impact que peut avoir l'utilisation d'une impulsion variant dans le temps, de manière à pouvoir optimiser le temps et les vitesses de fonte et minimiser les imperfections créées lors du traitement. Il a été démontré qu'en utilisant une impulsion laser s'échelonnant sur différents niveaux d'intensité, il était possible de maintenir la région fondue sur une plus grande période de temps et de réduire la vitesse de l'interface lors de la recristallisation.

Abstract

Laser processing of silicon has known a huge development during the last years. The field of silicon melting by a pulsed laser is an essential part of this process and has been largely studied. This master is studying a process consisting of the melting a p⁺-n-p⁺ junction with a focused laser beam that allows the creation of a resistor by the diffusion of the p⁺ dopants in the n gap (Meunier, Gagnon, Lacourse, Savaria et Cadotte 2001). A custom resistance can hence be made by varying the degree to which diffusion occurs. This technique was patented (Gagnon, Meunier et Savaria 2001) and gave birth to an enterprise which goal is to implement this technique in existing microelectronic production lines.

Actually, to obtain a specific resistor value, a measure has to be taken on the processed device. This measure, which is the resistor value, causes some problems with the duration of the process, which can take a couple of seconds to execute. Mass production is hence out of the way. This work aims to develop a non invasive real time measurement with the help of previously done numerical simulations (Degorce, Gillet, Magny et Meunier 2005). This technique need to be a lot faster than the existing measure, so it will open the door to industrial applications.

This technique is based on the variation of the reflectivity coefficient that occurs firstly by the heating of the processed area, but also by the phase change when the

silicon is melting, which almost double the reflectivity. Hence, it is possible to monitor the melting by analysing the variation of the reflectivity in real time.

In order to get the most of the reflectivity measurements, a comparison of different lasers was done. A change in the wavelength produces a variation of the waist and a variation of the increase of reflectivity of the melting silicon. It turned out that a helium-neon laser was a good candidate. His waist, which extends slightly beyond the melted area, allows keeping a good variation in the reflectivity as the melted area extends. It avoids saturation of the reflectivity caused by a waist too small, completely contained in the melted surface. It also keeps the response relatively dynamic for different melted surfaces, avoiding a saturation of the reflected intensity caused by a waist completely surrounded by the melted surface.

These reflectivity measurements allowed adjusting and validating the numerical model of the silicon melting. It is now possible to extract the melting and dopants' diffusion states, permitting the automated control of the whole process.

Analysis of the reflectivity profile has shown the existence of a reflectivity variation time, characterized by the variation of the slope of the reflectivity measurement. This time occurs to be inversely proportional to the laser intensity incident on the silicon surface. It is therefore possible to extract the incident intensity

directly from the reflectivity measurement, even if the silicon is covered by multiple transparent dielectrics whose transfer function is unknown.

By correlating the variation of evolution of the reflectivity with the variation of the speed of the interface, it is possible to find the melted radius at the variation by using a simple one-dimensional melting formula. This can be very useful in an industrial process, by assuring that a specific radius has been melted, producing a device which respects these criteria.

This fabrication technique implies a stringent control of the melting process, in order to minimize the thermal budget and to avoid the creation of defects. This process is directly influenced by the shape of the laser pulse. A time-varying pulse has been investigated and it has been shown that a pulse with different intensity levels allows stabilizing the melted area. By using a lower level, it is possible to reduce the interface velocity during the solidification.

Table des matières

REMERCIEMENTS	IV
RÉSUMÉ	V
ABSTRACT.....	IX
TABLE DES MATIÈRES.....	XII
LISTE DES TABLEAUX.....	XIV
LISTE DES FIGURES	XV
LISTE DES SIGLES ET ABRÉVIATIONS.....	XX
LISTE DES ANNEXES.....	XXIII
INTRODUCTION.....	1
CHAPITRE 1 - L'AJUSTEMENT DE RÉSISTANCE SUR UN CIRCUIT	
MICROÉLECTRONIQUE.....	4
1.1 - MICROÉLECTRONIQUE ANALOGIQUE.....	4
1.2 - NÉCESSITÉ D'UN AJUSTEMENT POST FABRICATION	5
1.3 - RÉSISTANCE DIFFUSÉE PAR LASER.....	6
1.4 - AJUSTEMENT SPATIAL	11
1.5 - AJUSTEMENT LOCAL	12
1.5.1 - Procédé itératif avec mesure électrique.....	14
1.5.2 - Procédé in situ optique	16
CHAPITRE 2 - MODÉLISATION DE LA FONTE.....	20
2.1 - GRANDEURS PHYSIQUES EN JEU	21
2.2 - CALCUL NUMÉRIQUE DE LA DISTRIBUTION TRANSITOIRE DE LA TEMPÉRATURE	25
2.3 - RÉSULTATS DE SIMULATION.....	30
CHAPITRE 3 - MODÉLISATION DE LA MESURE IN SITU OPTIQUE	35
3.1 - MODÈLE DE RÉFLECTIVITÉ.....	37
3.2 - ÉTUDE DE LA DIMENSION DU FAISCEAU SONDE	38
3.3 - ÉTUDE DE L'IMPACT DE LA LONGUEUR D'ONDE	42
3.4 - COMPARAISON DE DIFFÉRENTS LASERS.....	45

CHAPITRE 4 - MESURE DE RÉFLECTIVITÉ : MONTAGE ET PROCÉDURE	48
4.1 - DESCRIPTION GÉNÉRALE	48
4.2 - COMPOSANTS CLÉS DU SOUS-SYSTÈME DE FONTE	50
4.2.1 - Laser Nd :YAG	50
4.2.2 - Générateur d'impulsions laser.....	51
4.2.3 - Modulateur acousto-optique.....	51
4.2.4 - Système de focalisation.....	58
4.2.5 - Système de visée intégré	59
4.3 - COMPOSANTS CLÉS DU SOUS-SYSTÈME DE MESURE <i>IN SITU</i>	59
4.3.1 - Laser hélium-néon.....	59
4.3.2 - Rotateur de Faraday	62
4.3.3 - Photodiode	63
4.3.4 - Oscilloscope	67
CHAPITRE 5 - MESURES EXPÉRIMENTALES DE FONTE	68
5.1 - IMPULSION CARRÉE	68
5.1.1 - Silicium nu	69
5.1.2 - Silicium recouvert d'oxyde	75
5.2 - IMPULSION À PALIERS : VERS UNE FONTE MIEUX CONTRÔLÉE	87
5.2.1 - Contrôle du temps de fonte	89
5.2.2 - Contrôle de la vitesse de recristallisation	93
5.2.3 - Limites	97
CHAPITRE 6 - CONCLUSION	99
RÉFÉRENCES.....	103
ANNEXES	108

Liste des tableaux

Tableau 4.1 : Caractéristiques du laser Nd:YAG utilisé	50
Tableau 4.2 : Propriétés des objectifs de microscope Mitutoyo utilisés dans le montage	58

Liste des figures

- Figure 1.1 : Schéma d'un dispositif de résistance diffusée au laser. Un laser est focalisé sur le gap séparant deux régions dopées et diminue la résistance (initialement infinie) en faisant diffuser leur dopants dans une cuvette fondue les unissant.8
- Figure 1.2 : a) Forte résistance issue d'une diffusion faible des dopants. b) Faible résistance issue d'une diffusion forte des dopants.....9
- Figure 1.3 : Valeur du coefficient de diffusion du bore dans le Silicium à différentes températures. Le silicium passe de solide à liquide à 1683 K (Kodera 1963) (Jain, Schoenmaker, Lindsay, Stolk, Decoutere, Wilander et Maes 2002). 10
- Figure 1.4 : Vue de dessus d'un parcours résistif ayant été soumis à une irradiation laser en un point précis, créant un passage pour le courant qui diminue la valeur de la résistance totale. 12
- Figure 1.5 : Diminution de la résistance d'une jonction p⁺-n-p⁺ en fonction du nombre d'impulsions laser identiques de 70 ns envoyées sur celle-ci par un laser de 4,04 W ayant un rayon focal de 2 μm 15
- Figure 1.6 : Évolution de l'intensité du faisceau sonde réfléchi si celui-ci se reflète sur une petite surface entièrement comprise dans la région fondue (a) et lorsqu'il se reflète sur une grande surface, de l'ordre de grandeur de la région fondue (b). .. 18
- Figure 2.1 : Schéma simplifié pour les simulations du traitement laser du silicium recouvert d'une couche de SiO₂.22
- Figure 2.2 : Coefficient de réflexion du silicium à différentes températures utilisé pour les simulations.23
- Figure 2.3 : Évolution de la température pour trois points situés à la surface de la région fondue, mais à des rayons différents. L'impulsion laser a une intensité de $I_0=1,35 \times 10^7 \text{ W/cm}^2$, son rayon à 1/e est de $r_0=0,85 \mu\text{m}$ et sa durée est de 40 ns (Degorce, Gillet, Magny et Meunier 2005).31
- Figure 2.4 : Évolution des l'interfaces verticale au centre (trait plein) et horizontale à la surface (trait pointillé) lors de la simulation de la fonte du silicium par une

impulsion de 50 ns d'une fluence de $0,85 \text{ J/cm}^2$. Le temps de changement de vitesse de fonte (t_{cvf}) consiste en le temps où l'augmentation de la vitesse s'écarte de la linéarité initiale à partir du début de l'impulsion.	32
Figure 2.5 : Vitesses verticale (a) et radiale (b) de l'interface solide-liquide pendant une fonte typique de 50 ns à une fluence de $0,85 \text{ J/cm}^2$. Une vitesse positive indique une fonte alors qu'une vitesse négative est reliée à une cristallisation.	33
Figure 3.1 : Schéma des propriétés influençant l'intensité du faisceau sonde réfléchi sur la surface fondue de rayon final r_{max} . Une diminution de la longueur d'onde entraînera un point focal w_0 plus petit et une modification des coefficients de réflectivité du silicium solide et liquide. L'évolution de la réflectivité tout au long du traitement en est alors affectée.	36
Figure 3.2 : Intensité du faisceau sonde réfléchi en fonction de son rayon au point focal (w_0) par rapport au rayon maximum de la zone fondue r_{max} . Le silicium est fondu sur un rayon maximal de $0,35 \text{ } \mu\text{m}$ par une impulsion de 50 ns ayant une fluence de $0,85 \text{ J/cm}^2$	39
Figure 3.3 : Intensité d'un faisceau gaussien en fonction du rapport de la position sur la largeur à $1/e$	40
Figure 3.4 : Réflectivité du silicium à différentes longueurs d'onde et différentes températures (Jellison et Modine 1983).	43
Figure 3.5 : Intensité du faisceau sonde réfléchi pour un même point focal de $0,15 \text{ } \mu\text{m}$, mais ayant des longueurs d'onde différentes. Le silicium est fondu sur un rayon r_{max} de $0,35 \text{ } \mu\text{m}$ par une impulsion de 50 ns ayant une fluence de $0,85 \text{ J/cm}^2$	44
Figure 3.6 : Intensité réfléchie pour différents lasers en ne considérant que les effets de variation du point focal w_0 et de réflectivité engendrés par une différence de longueur d'onde. Le silicium est fondu sur un rayon r_{max} de $0,35 \text{ } \mu\text{m}$ par une impulsion de 50 ns ayant une fluence de $0,85 \text{ J/cm}^2$	47
Figure 4.1: (a) Schéma du montage simplifié et (b) photographie du montage réel incluant un tracé du trajet des lasers.	49

- Figure 4.2 : Schéma du fonctionnement d'un modulateur acousto-optique. Une onde stationnaire engendrée par le transducteur crée des régions de compression et d'expansion dans le cristal. Ces deux régions n'ont pas le même indice de réfraction, produisant ainsi une grille de diffraction.52
- Figure 4.3 : Fonction de transfert du modulateur acousto-optique lorsque celui-ci est à la température de la pièce.....54
- Figure 4.4 : Impulsions du laser Nd:YAG générées par le modulateur acousto-optique sous les mêmes conditions. On constate une variation d'amplitude de l'ordre de 6%.....55
- Figure 4.5 : Variation de la tension envoyée par la photodiode en fonction de l'intensité du signal optique incidente. La photodiode peut fonctionner en mode AC ou DC, chacun ayant un comportement linéaire différent.64
- Figure 4.6 : Comportement de la photodiode en fonction de la longueur d'onde, selon le guide d'utilisation du fabricant.66
- Figure 4.7 : Réponse en réflectivité pour différent laser sonde en tenant compte de la réponse de la photodiode aux différentes longueurs d'onde. Le silicium est fondu sur un rayon de $0,35\text{ }\mu\text{m}$ par une impulsion de 50 ns ayant une fluence de $0,85\text{ J/cm}^2$67
- Figure 5.1 : Impulsion générée par le générateur. Elle n'est pas parfaitement carrée, mais présente des temps de montée et de descente de l'ordre de la dizaine de nanoseconde et des oscillations suivant les transitions.69
- Figure 5.2 : Déformation à la surface d'une gaufre de silicium causée par des gradients de tension superficielle.....70
- Figure 5.3 : Fonte drastique du silicium nu effectuée par une impulsion de 1,1 W sur $0,7\text{ }\mu\text{m}$ pendant 400 ns. L'intensité réfléchie après l'impulsion est plus faible que l'intensité initiale à cause des déformations présentes à la surface du silicium.71
- Figure 5.4 : Mesures de réflectivité prises en faisant fondre du silicium nu. Les différentes courbes ont été obtenues en faisant varier la durée d'une impulsion de

- 1,2 W dont le rayon au point focal est de $1,5 \mu\text{m}$. Le temps de changement de régime est indiqués sur le graphique par un points où les courbes de réflectivité s'écartent de leur première progression linéaire.72
- Figure 5.5 : Mesure à l'AFM d'une déformation causée par la fonte locale d'une surface de silicium. On voit la hauteur de la surface en fonction de la position horizontale lors d'un balayage horizontal de la surface déformée. La fonte a été effectuée par un laser de 1,2 W concentré sur un point focal de $0,9 \mu\text{m}$ pendant 80 ns.74
- Figure 5.6 : Rayon des zones de silicium fondues par un laser de $0,9 \mu\text{m}$ de rayon. La figure montre des résultats expérimentaux (points blancs) et numériques (points noirs).....75
- Figure 5.7 : Test de reproductibilité : plusieurs impulsions ($P = 1,2 \text{ W}$, $w_0 = 1,5 \mu\text{m}$, $t=60 \text{ ns}$) ont été envoyées au même endroit afin de déterminer si la réflectivité changeait de l'une à l'autre. La flèche indique la première impulsion qui est légèrement différente des suivantes.77
- Figure 5.8 : Mesures de réflectivité prises en faisant fondre du silicium recouvert de SiO_2 . Les différentes courbes ont été obtenues en faisant varier la puissance d'une impulsion de 60 ns dont le rayon au point focal est de $1,5 \mu\text{m}$. Trois temps de changement de régime sont indiqués sur le graphique par les points où les courbes de réflectivité s'écartent de leur première progression linéaire.80
- Figure 5.9 : Mesures de réflectivité prises en faisant fondre du silicium recouvert de SiO_2 . Les différentes courbes ont été obtenues en faisant varier la durée d'une impulsion de 1,8W dont le rayon au point focal est de $1,5 \mu\text{m}$. Le temps de changement de régime est indiqués sur le graphique par un points où les courbes de réflectivité s'écartent de leur première progression linéaire.82
- Figure 5.10 : Délai de l'apparition du changement de régime (t_{ch}) tracé en fonction de l'inverse de l'intensité laser utilisée ($1/I_0$). Les tests ont été effectués sur du silicium nu, en utilisant un faisceau de rayon focal de $0,7 \mu\text{m}$83

Figure 5.11 : Délai de l'apparition du changement de vitesse de fonte (t_{cvf}) tracé en fonction de l'inverse de l'intensité laser utilisée ($1/I_0$). Les simulations ont été effectuées en utilisant un faisceau de rayon focal de $0,7 \mu\text{m}$	84
Figure 5.12 : Rayon fondu au changement de régime (r_{ch}) au carré en fonction de l'intensité incidente sur le silicium (I_0) et du temps de changement de régime t_{ch} . Les simulations ont été effectuées avec un rayon focal de $0,7 \mu\text{m}$	85
Figure 5.13 : Impulsion à plusieurs niveaux d'intensité permettant d'obtenir un meilleur contrôle sur le refroidissement du silicium.	89
Figure 5.14 : Différence dans la réflectivité lors de l'utilisation d'une impulsion normale de 50 ns (a) et en lui ajoutant un palier de 150 ns à $P=75\%$ (b). Les impulsions sont faites à une puissance à 100% de 1,2 W sur un point focal de $0,7 \mu\text{m}$ de rayon.	91
Figure 5.15 : Intensité réfléchie lorsque le premier palier est à la même intensité que l'impulsion initiale de 1,2 W. On obtient ainsi une impulsion constante de 200 ns sur un point focal de $0,7 \mu\text{m}$	92
Figure 5.16 : Intensité réfléchie lors de l'ajout d'un palier au cours duquel l'intensité du laser de fonte diminue de 80%. La puissance laser utilisée est de 1,2 W sur $0,7 \mu\text{m}$. Le premier palier est de 50 ns et le second de 150 ns.	94
Figure 5.17 : Évolution de l'interface solide-liquide horizontalement à la surface (pointillé) et verticalement au centre (ligne pleine) lors de la fonte. La figure (a) est le résultat d'une impulsion laser de 50 ns et d'une fluence de $0,85 \text{ J/cm}^2$. La figure (b) est obtenue en ajoutant un palier de 150 ns à 20% la suite de l'impulsion précédente. La figure (c) trace les vitesses des interfaces horizontales avec (pointillé) et sans (ligne pleine) l'ajout du plateau à la suite de l'impulsion.	96
Figure A.6.1 : Schéma du montage permettant d'effectuer une mesure au couteau afin de déterminer le diamètre du faisceau laser. La lame de rasoir obstrue progressivement le faisceau, faisant diminuer la puissance atteignant le photodétecteur.	108

Liste des sigles et abréviations

A	aire
a_0	largeur du faisceau non focalisé à $1/e$
AC	courant alternatif
AFM	microscope à force atomique
c	chaleur spécifique
c	vitesse de la lumière
c_{app}	chaleur spécifique apparente
D	diffusivité
DC	courant continu
f	longueur focale
H	enthalpie
HeNe	hélium-néon
I	intensité
I_0	intensité maximale
L	chaleur latente
L	longueur de la cavité
l	longueur
MAO	modulateur acousto-optique
n	entier
Nd:YAG	grenats d'yttrium et d'aluminium dopés au néodyme
P	puissance

$P_{\text{réfléchié}}$	puissance réfléchié
Q	terme source
q	profil temporel de l'impulsion
R	résistance
R	réflectivité
r	rayon
r_0	largeur à $1/e$
r_{ch}	rayon au changement de régime de réflectivité
r_{diff}	rayon de diffusion moyenne
r_{max}	rayon fondu maximal
Si	silicium
SiO_2	oxyde de silicium
T	température
T_{int}	température de l'interface
t	temps
t_{ch}	temps de changement de régime de réflectivité
t_{cvf}	temps de changement de vitesse de fonte
U	fonction Heaviside
V	tension
v_{sl}	vitesse de l'interface solide-liquide
w	position radiale du faisceau
w_0	largeur du faisceau à $1/e$

α	absorptivité
$\Delta E_{a, sl}$	énergie d'activation par atome
ΔH_m	enthalpie de fonte par atome
δ	delta de Dirac
κ	conductivité thermique
λ	longueur d'onde
ρ	masse volumique
ρ_l	résistivité
Θ	température de Kirchoff dans le silicium
Θ_{TL}	température de Kirchoff de la couche diélectrique transparente
τ	durée d'impulsion

Liste des annexes

A Méthode du couteau rapide et efficace	108
---	-----

Introduction

Au cours des dernières années, l'intégration à grande échelle des circuits microélectroniques est devenue la norme, de façon à diminuer les coûts de production, augmenter la fiabilité de multiples produits devenant de plus en plus alléchants pour le consommateur. L'intégration de plusieurs circuits microélectroniques ne va cependant pas sans problème, particulièrement lorsqu'il s'agit d'unir des circuits numériques et analogiques au sein d'une même puce. Les techniques de fabrication de ces deux composantes sont très différentes, les circuits analogiques requérant une précision beaucoup plus grande au niveau de la tension du courant véhiculé dans le dispositif. Comme nous le verrons au chapitre 1, il existe des techniques actuelles qui permettent de circonvenir ce problème en ajustant la valeur de certaines résistances sur le circuit après sa fabrication, telle que la technique d'ajustement fin au laser. Celle-ci consiste à faire diffuser les dopants d'une jonction p⁺-n-p⁺ préalablement isolante afin de créer un lien ayant la résistance souhaitée (Meunier, Gagnon, Lacourse, Savaria et Cadotte 2001).

La technique de mesure *in situ* développée dans le présent mémoire vient améliorer l'une de ces techniques, consistant à faire fondre une jonction p⁺-n-p⁺ afin d'en diffuser les dopants, créant ainsi une résistance pouvant avoir une valeur différente en fonction du degré de diffusion obtenu. Cette technique se base sur la mesure de la réflexion d'un faisceau sonde focalisé sur la région traitée. Étant donné que la réflectivité du silicium augmente presque du double lorsque celui-ci passe de solide à liquide, la réflexion du faisceau sonde voit son intensité augmenter lorsqu'une phase

liquide apparaît à la surface du dispositif, révélant ainsi l'état de la surface lors du traitement. Cette nouvelle technique se veut avantageuse, car elle permet de mesurer la fonte du dispositif en évitant tout contact avec celui-ci, rendant son intégration avec les technologies actuelles plus facile. De plus, cette mesure se prend pratiquement en même temps que l'ajustement, permettant d'atteindre des vitesses de production très grandes. Le tout sera vu davantage en détails au premier chapitre.

Évidemment, pour assurer un dispositif final fonctionnel et fiable, la fonte et la diffusion des dopants au sein d'un circuit microélectronique doivent être faits avec une grande précision. Pour mieux comprendre toutes les interactions physiques entrant dans le procédé, un modèle numérique de la fonte fut élaboré (Degorce, Gillet, Magny et Meunier 2005). Ce modèle sera brièvement présenté au chapitre 2 et servira de point de départ pour modéliser la mesure *in situ* au chapitre 3. Une modélisation de plusieurs lasers est présentée, de façon à vérifier l'impact que peuvent avoir la longueur d'onde ou la dimension du faisceau sur la qualité de la mesure prise.

Le chapitre 4 introduit ensuite le montage expérimental, décrivant le système servant à fondre la surface et celui permettant la mesure *in situ*. De nombreux détails sont donnés, tant sur les composants techniques que sur le savoir-faire expérimental permettant l'obtention de mesures fiables et de qualité, qui sont présentées au chapitre suivant. Le chapitre 6 introduit aussi différents types d'impulsions laser permettant un meilleur contrôle de la fonte. Une impulsion carrée, quoique facile à modéliser, n'est

pas nécessairement idéale pour un traitement nécessitant un certain temps de fonte et une recristallisation contrôlée permettant d'éviter la création de défauts. La conclusion présentera un résumé des principaux résultats et des travaux futurs seront indiqués, offrant à mes successeurs quelques lignes directrices desquelles ils pourront tirer parti.

Chapitre 1 - L'ajustement de résistance sur un circuit microélectronique

1.1 - Microélectronique analogique

Dans un univers où la microélectronique numérique est de plus en plus prépondérante et que les ordinateurs personnels, devenus de véritables machines à traitement numérique, sont choses du commun, on oublie parfois qu'une partie non négligeable du traitement de l'information est encore faite de façon analogique. Que ce soit pour le traitement du son ou de la vidéo, ce type de traitement, qui permet d'effectuer des opérations directement sur le signal plutôt que sur un échantillonnage de celui-ci, offre de nombreux avantages en termes de qualité et de vitesse. Cependant, le numérique gagnant de plus en plus de terrain par sa facilité d'intégration avec les technologies de traitement de l'information actuelles, celui-ci impose de plus en plus ses techniques de fabrication et sa facilité d'intégration de plusieurs systèmes sur un même dispositif, de manière à diminuer les coûts de production. Il est donc maintenant commun d'avoir des systèmes tirant parti du meilleur des deux, en les unissant dans une même puce compacte et facile à fabriquer à grande échelle.

Cependant, les procédés de fabrication des circuits numériques sont moins précis que les procédés de fabrication de circuits analogiques et entraînent des variations plus grandes, par exemple pour les épaisseurs déposées. Ceci entraîne plusieurs problèmes,

dont celui de la création de résistances précises que nous allons approfondir dans la section suivante.

1.2 - Nécessité d'un ajustement post fabrication

Une difficulté inhérente à la fabrication de circuits microélectroniques analogiques par les techniques associées aux circuits numériques vient du fait que, dans un circuit numérique, la valeur du signal en elle-même n'est pas importante. L'information est contenue dans les bits définis par la valeur du signal relativement à une valeur de seuil. Lorsque le signal est au-delà de cette valeur, le bit est un 1 et s'il est en dessous, c'est un 0. Ainsi, nul besoin n'est d'avoir un signal précis. Il faut seulement s'assurer que sa valeur est suffisamment plus haute ou plus basse que le seuil. Une bonne marge d'incertitude peut donc être tolérée lors de la fabrication, ce qui cause des maux de tête aux concepteurs de circuits mixtes.

Un des problèmes rencontrés consiste en la création de résistances précises. Celles-ci sont habituellement créées à partir d'un lien de métal ou de silicium dopé de longueur l et de section A , offrant ainsi une résistance de $R = \rho_l l / A$, où ρ_l est la résistivité du matériau utilisé. Cependant, les différentes incertitudes entrant dans la fabrication, que ce soit pour l'épaisseur des couches déposées ou pour la concentration des dopants, ne permettent pas de créer un lien résistif respectant avec précision des spécifications préalablement définies et entraînent des variations dans la résistance finale de l'ordre de 10 à 20%, ce qui nuit considérablement au fonctionnement des circuits

analogiques qui peuvent être très dépendants de l'exactitude de cette valeur. Il est alors nécessaire d'introduire une étape de plus dans le procédé de fabrication qui consistera à ajuster ces résistances par une technique offrant une précision plus grande. De nombreuses méthodes ont déjà été proposées et utilisées. Elles sont habituellement basées sur la réduction d'un lien résistif en sectionnant partiellement celui-ci au laser sur le circuit fini. En réduisant l'aire en coupant latéralement le lien résistif, il est possible d'augmenter à une valeur très précise la résistance qui aurait été au préalable conçue volontairement trop faible.

Cependant, cette technique requiert qu'une structure pouvant être coupée au laser soit ajoutée sur le circuit final, faisant croître les coûts de production et augmentant la possibilité d'une défaillance. Pour y palier, la technique de diffusion de résistance par laser fut développée (Gagnon, Meunier et Savaria 2001). Celle-ci peut être appliquée à même le circuit et s'intègre mieux aux chaînes de production actuelles. Elle sera présentée dans la section suivante.

1.3 - Résistance diffusée par laser

L'ajustement à même un circuit microélectronique nécessite évidemment une interaction quelconque permettant de modifier la valeur d'un lien résistif. L'idée de la résistance diffusée au laser, développée à partir des années 80 (Canter, Chapman, Mathur, Naiman et Raffel 1986) (Cohen, Wyatt, Chapman et Canter 1988) (Cohen, Wyatt, Chapman et Canter 1989) (Meunier, Gagnon, Lacourse, Savaria et Cadotte 2001)

(Meunier, Gagnon, Savaria et Lacourse 2001), a pour but d'y parvenir en minimisant l'interaction avec le circuit. Ce procédé consiste à irradier à l'aide d'un laser, tel qu'illustré à la figure 1.1, le canal entre deux puits dopés, ainsi que les régions entourant celui-ci. Cette irradiation, si elle est suffisamment intense, élève la température du silicium et entraîne sa fonte. Il se crée alors une cuvette fondue centrée sur le gap et s'étendant de chaque côté, dans les régions dopées, tel que montré à la figure 1.2. Comme nous pouvons le constater à la figure 1.3, la diffusion des dopants dans le silicium fondu est de plusieurs ordres de grandeur supérieure à la diffusion dans le silicium solide. Les dopants se répartissent donc rapidement dans cette cuvette et créent un lien électrique, pendant que les dopants en milieu solide ne diffusent que très peu, pouvant ainsi être négligés (Kodera 1963) (Jain, Schoenmaker, Lindsay, Stolk, Decoutere, Wilander et Maes 2002). Le lien ainsi créé offre une courbe I-V linéaire à bas voltage, produisant ainsi une résistance de qualité et de taille minimale au sein d'un circuit microélectronique.

Cette technique permet une intégration beaucoup plus simple dans les procédés de fabrication actuels, car elle ne nécessite pas d'étape supplémentaire de déposition d'un lien résistif à ajuster. Elle ne consiste qu'en une étape à ajouter aux procédés actuels. De plus, sa petite taille est très avantageuse si on considère les coûts astronomiques par unité de surface des procédés actuels.

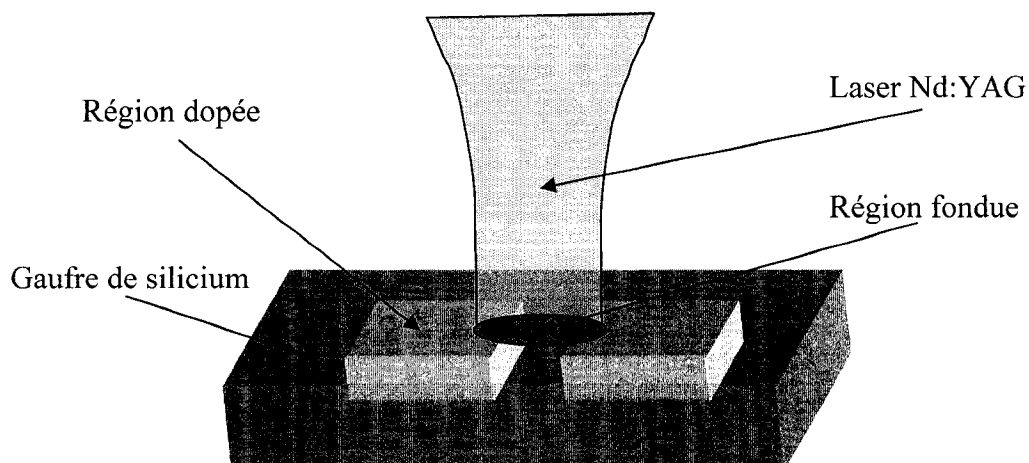


Figure 1.1 : Schéma d'un dispositif de résistance diffusée au laser. Un laser est focalisé sur le gap séparant deux régions dopées et diminue la résistance (initialement infinie) en faisant diffuser leur dopants dans une cuvette fondue les unissant.

Pour mesurer la vitesse de diffusion typique des dopants à l'intérieur de la région fondue, il est possible d'utiliser la distance de diffusion moyenne donnée par $r_{diff} = 2\sqrt{Dt}$, où D est la diffusivité des dopants afin de faire un simple calcul montrant le temps de fonte nécessaire à une diffusion adéquate. En prenant le coefficient de diffusion de l'arsenic dans le silicium liquide qui est d'environ $3,3 \times 10^{-4} \text{ cm}^2/\text{s}$ ($T = 1683 \text{ K}$), il est trivial de montrer que les dopants diffusant dans le silicium liquide à la température de fonte couvriront la moitié d'un gap d'un micron en environ 1,9 picoseconde. Pour obtenir un comportement résistif adéquat, il faudra typiquement utiliser des temps de fonte de l'ordre de 100 ns, de façon à ce que le gap contienne une concentration adéquate de dopants.

La valeur de la résistance créée dépendra donc du diamètre de la zone fondue et de la durée d'existence de celle-ci, ces paramètres influençant la distance parcourue par les dopants diffusant et leur concentration dans le gap. Par exemple, une grande cuvette restant fondue pour une durée prolongée contiendra une grande concentration de dopants et le gap sera presque complètement disparu. On aura alors une résistance très faible. Par opposition, si le temps de fonte est très court, les dopants auront peu le temps de diffuser et la résistance du dispositif conservera une valeur élevée. La figure 1.2 illustre ces deux cas.

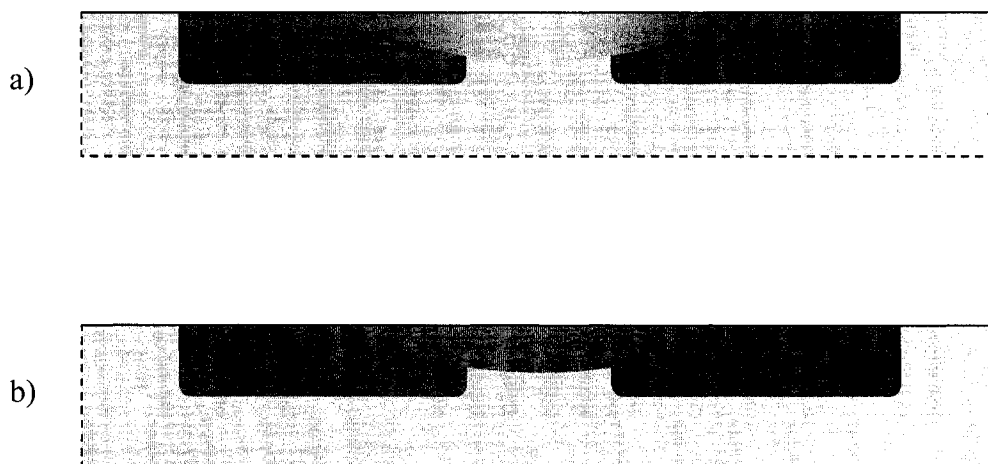


Figure 1.2 : a) Forte résistance issue d'une diffusion faible des dopants. b) Faible résistance issue d'une diffusion forte des dopants.

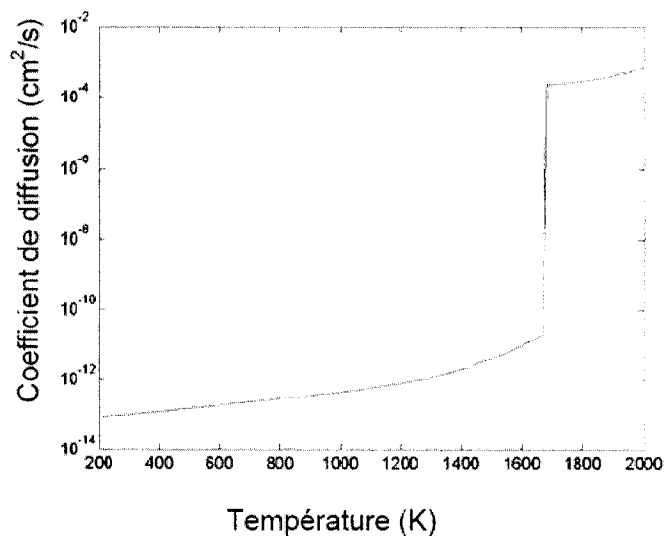


Figure 1.3 : Valeur du coefficient de diffusion du bore dans le Silicium à différentes températures. Le silicium passe de solide à liquide à 1683 K (Kodera 1963) (Jain, Schoenmaker, Lindsay, Stolk, Decoutere, Wilander et Maes 2002).

La résistance diffusée par laser constitue le fondement de la méthode d'ajustement développée. Cette technique peut être utilisée de différentes façons, donnant lieu à des méthodes d'ajustement de résistance variées. Nous verrons deux d'entre elles, qui pourraient bénéficier de la méthode de mesure *in situ* développée dans ce mémoire.

1.4 - Ajustement spatial

Ce procédé peut être utilisé afin d'améliorer la précision d'une résistance par ajustement spatial (Parker 1984; Parker et Weiling 1990; Rioux, Lacourse, Ducharme, Gagnon, Savaria et Meunier 2005). Cette technique consiste à créer un lien à un endroit précis d'une structure déjà existante comme celle illustrée à la figure 1.4. Cette résistance, n'est pas obligatoirement la résistance principale du circuit, mais peut consister en une résistance de dérivation permettant un faible ajustement d'une résistance plus importante. L'augmentation de la précision de cette résistance est issue de la position à laquelle le lien est effectué sur la résistance de dérivation. Il a été démontré que cette technique permettait d'obtenir une résistance ayant une précision de 0,05% en boucle ouverte.

Avec cette technique, la précision de la résistance créée lors de l'impulsion laser est plus ou moins essentielle. C'est davantage la présence et la qualité du lien qui sont importantes, la valeur de la résistance globale en résultant étant tributaire seulement de la position spatiale de ce lien. Une incertitude de la résistance de celui-ci pourra avoir un impact minime, en fonction de la « dilution » de cette incertitude dans la résistance globale voulant être obtenue.

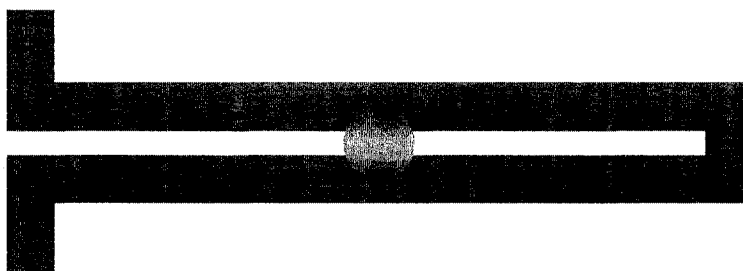


Figure 1.4 : Vue de dessus d'un parcours résistif ayant été soumis à une irradiation laser en un point précis, créant un passage pour le courant qui diminue la valeur de la résistance totale.

1.5 - Ajustement local

La technique discutée précédemment implique que le dispositif d'ajustement spatial soit suffisamment grand pour atteindre le degré de précision souhaité. Plus le dispositif sera grand, plus il sera possible de palier avec précision à une erreur d'ajustement causée par une erreur de positionnement spatial. Cette technique va cependant à l'encontre de la miniaturisation et de l'intégration à grande échelle de la microélectronique. Il serait beaucoup plus avantageux de pouvoir ajuster la valeur de la résistance directement par la valeur du lien résistif créé, et non par sa position au sein d'une structure étendue.

En employant la même technologie de résistance diffusée au laser, il serait avantageux de contrôler suffisamment les paramètres de fonte, de manière à obtenir un profil de dopants très précis ayant les caractéristiques de la résistance souhaitée. Cette

méthode serait beaucoup plus économique du point de vue de l'espace utilisé, car elle permettrait de réduire toute la structure d'ajustement spatial à une simple jonction p^+-n-p^+ , la résistance dépendant maintenant du profil exact des dopants plutôt que par la position de la région traitée.

La théorie derrière cette nouvelle option est cependant beaucoup plus complexe. Elle requiert une grande connaissance des phénomènes en jeux, de façon à assurer un grand contrôle sur la fonte de la résistance. De plus, les résistances créées doivent avoir un comportement désirable dans la plage de courant utilisée, car leurs caractéristiques électriques sont très importantes si on veut rendre ces résistances utilisables dans un dispositif réel. Les courbes I-V doivent donc être linéaires pour les plages de température et de tension d'utilisation visées.

L'intégration d'une telle résistance dans un dispositif implique aussi qu'elle soit stable dans le temps, c'est-à-dire que son vieillissement n'entraîne pas de changement significatif de sa valeur ou de sa linéarité. Des tests de vieillissement standard pour les circuits microélectroniques ont actuellement été réalisés pour ces résistances et elles satisfont tous les critères de stabilité à long terme.

Étant donné que la répartition des dopants dans une telle résistance s'effectue en faisant fondre une jonction p^+-n-p^+ de résistance initiale quasi infinie, la valeur obtenue différera selon le profil de dopants obtenu. L'atteinte d'une valeur précise nécessite

donc un suivi permettant de confirmer l'évolution de la résistance jusqu'à la valeur souhaitée. Il serait beaucoup plus simple de vérifier *a priori* l'intensité nécessaire ainsi que la durée d'impulsion, mais nous verrons plus tard qu'une telle précision est pratiquement impossible pour un ajustement local et que nous devons au moins procéder par une approche itérative. Les deux procédés actuellement étudiés sont présentés dans les sections suivantes. Le premier, le procédé itératif avec mesure électrique, est actuellement utilisé industriellement, tandis que le second, le procédé *in situ* optique, constitue le cœur de la présente recherche.

1.5.1 - Procédé itératif avec mesure électrique

La première technique permettant d'atteindre la résistance souhaitée consiste en une méthode itérative convergeant vers la résistance voulue. En utilisant une intensité laser permettant une faible diffusion des dopants lors de la fonte, il est possible de combiner l'effet de plusieurs impulsions pour atteindre une résistance voulue par diffusion incrémentale des dopants. Le nombre d'impulsions nécessaire est déterminé par une mesure électrique de la résistance prise après un certain nombre d'impulsions, jusqu'à l'atteinte de la valeur désirée. La figure 1.5 montre l'évolution de la valeur d'une résistance diffusée en fonction du nombre d'impulsions. Avant le traitement, la résistance est pratiquement infinie et elle décroît au fur et à mesure que les dopants diffusent et s'uniformisent dans le gap. Lorsque la concentration des dopants est suffisamment uniforme et qu'il n'y a plus de diffusion significative, la valeur cesse de diminuer.

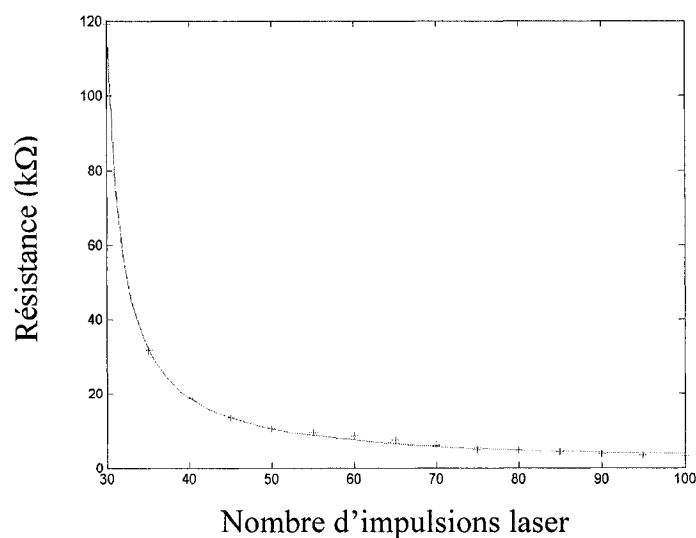


Figure 1.5 : Diminution de la résistance d'une jonction p+-n-p+ en fonction du nombre d'impulsions laser identiques de 70 ns envoyées sur celle-ci par un laser de 4,04 W ayant un rayon focal de 2 μm .

Cette technique est actuellement utilisée avec succès, mais elle a le désavantage principal qu'elle requiert que plusieurs mesures électriques soient prises dans le noir et à température ambiante pendant le processus. Il faut donc attendre quelques millisecondes entre chaque groupe d'impulsions, ce qui allonge de beaucoup la durée du traitement. C'est pour palier à ce problème que fut développée la prochaine technique, qui vise à accélérer le délai de la prise de mesure, en faisant de sorte que celle-ci soit prise simultanément avec le traitement laser.

1.5.2 - Procédé in situ optique

Pour obtenir une mesure indiquant la fonte lors de la diffusion de la résistance, il faut mesurer une variation temporelle d'une caractéristique de la région fondue reliée à cette fonte. Il se trouve que le silicium a la propriété de voir son indice de réflectivité augmenter significativement lorsqu'il passe de l'état solide à l'état liquide. Ainsi, une technique de mesure de la région fondue du silicium a été développée en se basant sur la réflectivité de celui-ci. Le silicium à l'état liquide a un comportement métallique et reflète environ deux fois plus la lumière visible que le silicium solide. Ainsi, en faisant se refléter un faisceau sonde sur la surface traitée et en mesurant l'intensité réfléchie, il sera possible de suivre l'évolution de la région traitée, car la puissance réfléchie augmentera au fur et à mesure que la région fondue grandira.

En ajustant bien la taille du faisceau sonde, il est possible de suivre l'évolution de plusieurs caractéristiques de la zone traitée. En effet, si le faisceau sonde est beaucoup plus petit que la région fondue (Xu, Grigoropoulos et Russo 1995) (Hatano, Moon, Lee, Suzuki et Grigoropoulos 2000), il verra celle-ci comme une couche uniforme qui fond et se solidifie. Il sera alors facile de connaître la durée de fonte du silicium, mais il sera difficile d'obtenir des détails sur la dynamique de fonte.

De façon opposée, si le faisceau sonde est plus grand que la zone fondue, il sera possible d'avoir de l'information sur la dynamique de la fonte. L'intensité du faisceau sonde réfléchi augmentera progressivement au fur et à mesure que la zone fondue

s'étendra. Le tout peut être visualisé à la figure 1.6. Dans le premier cas, le faisceau subit une brusque augmentation d'intensité lorsque la surface du silicium commence à fondre. Le retour, au moment de la solidification, est lui aussi brusque passant du maximum au minimum rapidement. Cette variation est causée par le fait que la fonte perçue par le laser sonde est pratiquement verticale et apparaît quasi instantanément sur toute la région sondée. Le second cas entraîne quant à lui une montée et une descente beaucoup plus lentes. La dynamique de fonte est alors bidimensionnelle. Le faisceau sonde voit l'apparition de la fonte à la surface, mais aussi son évolution radiale. C'est cette composante radiale qui cause une augmentation progressive de la réflectivité. Il est alors possible d'obtenir de l'information sur la progression de la région fondue à la surface du silicium, mais la détermination du temps de fonte devient plus difficile.

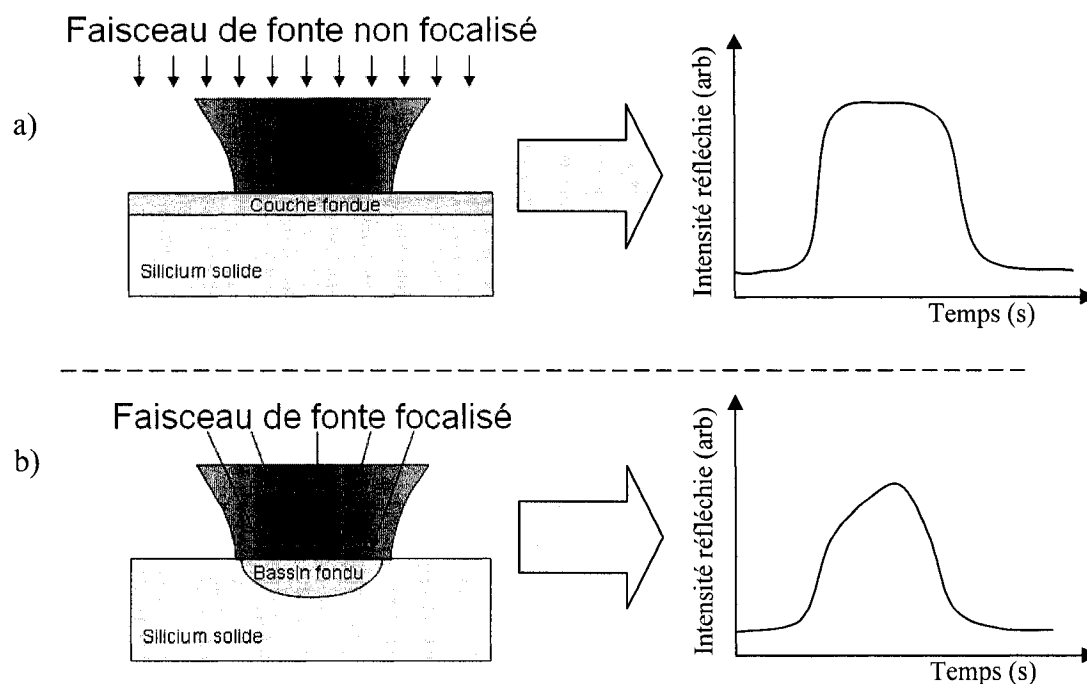


Figure 1.6 : Évolution de l'intensité du faisceau sonde réfléchi si celui-ci se reflète sur une petite surface entièrement comprise dans la région fondue (a) et lorsqu'il se reflète sur une grande surface, de l'ordre de grandeur de la région fondue (b).

Dans un autre ordre d'idée, la mesure optique *in situ* permet en plus d'avoir de l'information permettant d'effectuer un contrôle de qualité lors de la création de la résistance. Sur un circuit électronique standard, les nombreux diélectriques présents à la surface de la région traitée peuvent être affectés par la brusque élévation de température et par les variations de densité. Il est alors possible que des craques et des déformations qui se forment dans ces diélectriques nuisent au vieillissement du circuit. Ces altérations peuvent être très facilement observées par le faisceau sonde, car elles provoquent une

brusque diminution de la réflectivité, diffusant la lumière de façon non uniforme. Cet effet sera aussi étudié dans les sections suivantes.

Chapitre 2 - Modélisation de la fonte

La fonte du silicium par laser est un sujet relativement important et plusieurs institutions de recherche se sont penchées sur l'étude de celle-ci. La modélisation de cette interaction permet d'en définir les principes directeurs et de les ajuster pour un traitement industriel, que ce soit pour découper une gaufre ou pour effectuer le recuit de composantes microscopiques d'un circuit électronique. Les effets macroscopiques observés peuvent en général être expliqués à l'aide des équations de thermodynamique et de cinétique de base avec un degré de succès particulièrement satisfaisant. Cependant, le type d'interaction investigué dans ce mémoire implique des impulsions laser de l'ordre de la nanoseconde, entraînant des interfaces solide-liquide se déplaçant dans le temps à des vitesses aussi hautes que 30 m/s et des gradients de température aussi très élevés. Le tout implique des équations de transfert de chaleur et d'absorption couplées et est pratiquement impossible à résoudre en trois dimensions à l'aide d'un simple calcul analytique, tel que présenté dans le livre de Bäuerle (Bäuerle 2000). La solution doit alors être obtenue à l'aide d'algorithmes numériques et une vaste diversité d'approches existent. La plus récente, que nous verrons davantage en détails, consiste à modéliser la région fondue en deux dimensions par éléments finis (Degorce, Gillet, Magny et Meunier 2005). Les autres méthodes, plus anciennes, sont principalement basées sur des algorithmes unidimensionnels développés pour des cas spécifiques (Wood, Kirkpatrick et Giles 1981) (Wood et Jellison 1984) (Singh et Narayan 1989) (Tokarev et Kaplan 1998) (Cadotte 2001). Ces approches permettent cependant de prédire avec une assez bonne précision la fusion du silicium irradié sur une grande

surface, qui peut être considérée comme unidimensionnelle si les observations sont faites loin des frontières (Auston, Golovchenko, Simons et Slusher 1979) (Bruines, van Hal, Boots et Sinke 1986).

2.1 - Grandeurs physiques en jeu

Le schéma physique simplifié du traitement laser consiste en une gaufre de silicium recouverte d'une couche d'oxyde de silicium, tel qu'illustré à la figure 2.1. Cet agencement permet de simplifier quelque peu la fonte, car les déformations créées à la surface de la zone fondue sont ainsi évitées. Ces déformations, causées par des courants de Marangoni (Tam, Pour et Grigoropoulos 1996), sont principalement issues de la variation de la tension superficielle en fonction de la température, créant ainsi une oscillation de la surface fondue qui se fige lors de la recristallisation du silicium. Si le faisceau laser possède une symétrie radiale, cette forme figée aura elle aussi la même symétrie et ressemblera à un sombrero. Ainsi, en formant à la surface du silicium une couche de SiO_2 qui fond à une température supérieure à celle du Si, on s'assure que les déformations seront absentes, tant que la température de fonte du SiO_2 ne sera pas atteinte, ce qui limite les fluences laser à des plages bien déterminées.

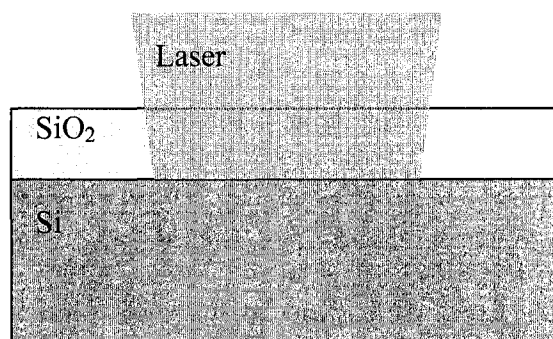


Figure 2.1 : Schéma simplifié pour les simulations du traitement laser du silicium recouvert d'une couche de SiO₂.

Le tout est irradié verticalement par un faisceau gaussien, produit par un laser Nd:YAG doublé en fréquence à 532 nm. Ce laser est focalisé à la surface de la gaufre de silicium sur une région de rayon w_0 , caractérisé par la largeur à $1/e$ de l'intensité du faisceau.

La modélisation requiert une connaissance précise des différents paramètres du silicium. Ceux-ci doivent être connus autant pour la phase solide que pour la phase liquide, le phénomène observé impliquant des transitions de phase solide-liquide. Chacun d'entre eux est présenté dans les sections suivantes.

Réflectivité

Les réflectivités du silicium et de l'oxyde varient tous deux avec la température, la phase des matériaux et la longueur d'onde. Pour une longueur d'onde de 532 nm,

comme l'oxyde est transparent, l'énergie du laser est principalement absorbée dans le silicium. De plus, puisque le temps de fonte est d'environ 100 ns, la réflectivité de l'oxyde est essentiellement constante dans le temps car la transmission de la chaleur dans l'oxyde est minimale, limitant ainsi la variation de température à la surface de l'oxyde. La réflectivité du silicium peut quant à elle être déduite des travaux effectués précédemment par plusieurs auteurs (Lampert, Koebel et Siffert 1981) (Jellison 1984) (Jellison, Lowndes, Masburn et Wood 1986) (Heller, Barthe, Poon et Tam 1999) (Chaoui, Siegel, Solis et Afonso 2001). De ces résultats, il est possible de décrire la réflectivité du silicium liquide par la fonction tracée à la figure 2.2.

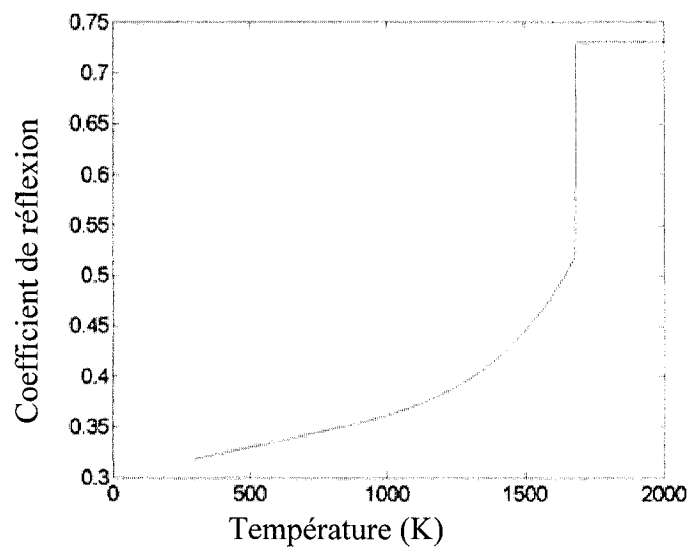


Figure 2.2 : Coefficient de réflexion du silicium à différentes températures utilisé pour les simulations.

Absorptivité

L'absorptivité, comme la réflectivité, varie elle aussi beaucoup selon la température, la phase des matériaux et la longueur d'onde. Étant donné que la source de chaleur permettant au silicium de fondre est directement issue de l'absorptivité de celui-ci, ce changement a un impact significatif sur la fonte et il doit être pris en compte. Pour le silicium solide et pour une longueur d'onde de 532 nm, elle est approximée par $5,02 \times 10^3 e^{\frac{T}{430}} \text{cm}^{-1}$ et lors de l'apparition de la phase liquide, elle augmente de plus de deux ordres de grandeur, jusqu'à $1,13 \times 10^6 \text{cm}^{-1}$ et reste constante (Jellison, Lowndes, Masburn et Wood 1986).

Chaleur spécifique

La chaleur spécifique est relativement constante avec la température pour le silicium liquide et peut être approximée comme étant constante à $0,83 \text{ Jg}^{-1}\text{K}^{-1}$. Pour le silicium solide, des travaux antérieurs [Duley, 1976] ont montré qu'elle variait faiblement et pouvait être approximée par $0,75 + 1,68 \times 10^{-4}T \text{ Jg}^{-1}\text{K}^{-1}$.

Conductivité thermique

La conductivité thermique varie beaucoup selon la température et la phase des matériaux. Cependant, celle-ci peut être traitée avantageusement par une transformée de Kirchhoff, la rendant indépendante de la phase des matériaux. Cette transformée sera vue davantage en détails dans la section suivante.

L'utilisation de ces paramètres et des équations classiques de physique permet de modéliser les interactions lors de la fonte du silicium. Dans les études précédentes, la résolution de ce problème passait par la simulation de deux régions distinctes : solide et liquide. Ces simulations étaient effectuées en une dimension et leur modélisation requérait des logiciels développés explicitement pour cette approche, les rendant difficiles à reproduire et à intégrer à d'autres applications.

Une nouvelle approche, réalisée dernièrement par les membres de notre équipe de Polytechnique (Degorce, Gillet, Magny et Meunier 2005), utilise les éléments finis pour calculer les interactions et traite tout le domaine uniformément. Il est ainsi possible de déterminer les transferts de chaleur à l'intérieur du matériau, de définir la température en tout point de la zone traitée et, du même coup, les régions solides et liquides. Cette distribution de température permet de suivre la dynamique de la zone fondue et de simuler la réflectivité d'un faisceau sonde incident sur la surface traitée. Cette approche est rendue possible par les capacités de calcul des ordinateurs contemporains, de même que par l'évolution des logiciels permettant d'effectuer ce type d'analyse. Ce modèle est présenté dans la section suivante.

2.2 - Calcul numérique de la distribution transitoire de la température

La distribution de la température à l'intérieur du matériau peut être calculée par l'équation de chaleur classique :

$$\rho(T)c(T)\frac{\partial T}{\partial t} = \nabla(\kappa(T)\nabla T) + Q(T) + L(T) \quad (2.1)$$

où $L(T)$ est la chaleur latente de fonte du matériau. Le terme source $Q(T)$ représente la chaleur absorbée du laser et est nul pour l'interface transparente, mais à l'intérieur du matériau absorbant, est égal à :

$$Q(T) = q(t)\{1 - R[T(r, z = 0)]\}\alpha(T)I(r, z) \quad (2.2)$$

où $q(t)$ est la forme temporelle de l'impulsion laser et où le reste représente l'intensité du laser qui traverse la surface du matériau à $z = 0$. L'intensité du laser $I(r, z)$ est quant à elle issue de l'équation de Beer-Lambert :

$$\partial I(r, z) / \partial z = -\alpha(T, \lambda)I(r, z) \quad (2.3)$$

Le calcul de la libération de l'énergie de surface s'effectue par l'équation d'enthalpie classique:

$$\frac{\partial \Delta H(T)}{\partial t} = \nabla(\kappa(T)\nabla T) + Q(T) \quad (2.4)$$

où $\Delta H(T)$ indique l'enthalpie en tout point dans le matériau :

$$\Delta H(T) = \int_{T_{\infty}}^T \rho(T)c(T)dT + U(T - T_{int})L(T_{int}) \quad (2.5)$$

où T_{∞} est la température loin dans le matériau, T_{int} est la température de l'interface et $U(T - T_{int})$ est la fonction Heaviside qui est nulle pour $T < T_{int}$ et qui vaut l'unité pour $T > T_{int}$.

À partir de la dérivation temporelle :

$$\partial \Delta H / \partial t = \partial \Delta H(T) / \partial T \times \partial T / \partial t \quad (2.6)$$

il est possible d'introduire une chaleur spécifique apparente $c_{app}(T)$, tel que décrit par Degorce et al. (Degorce, Gillet, Magny et Meunier 2005) :

$$\rho(T)c_{app}(T) = \rho(T)c(T) + \delta(T - T_{int})\rho(T)L(T_{int}) \quad (2.7)$$

Cependant, cette équation contient une singularité à T_{int} , causée par la dérivation de la fonction Heaviside qui introduit un delta de Dirac. Ce delta est causé par le changement de phase qui survient brusquement à l'interface et peut être approximé par une fonction gaussienne, dont la largeur caractéristique peut être aussi petite que quelques Kelvins.

Une seconde difficulté vient du fait que la conductivité thermique varie d'une région à l'autre. Des instabilités numériques sont très promptes à survenir, ce terme étant à l'intérieur de la divergence de l'équation 2.1. Il est cependant possible d'effectuer une transformation de Kirchhoff et de normaliser ce terme pour tout le matériau :

$$\Theta(T) = \int_{T_\infty}^T \frac{\kappa(T)}{\kappa(T_\infty)} dT \quad (2.8)$$

où $\Theta(T)$ est la température de Kirchhoff dans le matériau absorbant. De plus, la conductivité thermique peut généralement être exprimée en série $\kappa(T) = \sum_n a_n T^n$, nous permettant d'écrire :

$$\Theta(T) = \frac{T}{\kappa(T_\infty)} \sum_n \frac{a_n T^{n+1}}{n+1} \quad (2.9)$$

De façon similaire, il est aussi possible d'obtenir la transformée de Kirchhoff pour la couche transparente et d'obtenir la température de Kirchhoff $\Theta_{TL}(T)$. Ainsi, en termes de $\Theta(T)$ et $\Theta_{TL}(T)$, les équations classiques deviennent :

$$\frac{1}{D(\Theta)} \frac{\partial \Theta(T, t)}{\partial t} = \nabla^2 \Theta(T) + \frac{Q_p(\Theta, t)}{\kappa(T_\infty)} \quad (2.10)$$

$$\frac{1}{D_{TL}(\Theta)} \frac{\partial \Theta_{TL}(T, t)}{\partial t} = \nabla^2 \Theta_{TL}(T) \quad (2.11)$$

respectivement dans le silicium et dans la couche d'oxyde. Dans ces équations, $D(\Theta)$ représente la diffusivité qui est donnée par $\kappa/\rho c$.

L'évolution du profil de température dans le matériau peut être calculée par éléments finis en solutionnant simultanément les équations 2.10 et 2.11 et en utilisant la condition de continuité $\Theta(T) = \Theta_{TL}(T)$. Le terme source utilise quant à lui l'irradiation incidente $I = I_0(1 - R(T(z=0)))q(t)\exp[-(r/r_0)^2]$ dont la forme temporelle $q(t)$ peut varier selon le type de traitement voulu.

Étant donné que le processus de fonte est très bref et localisé, les gradients créés lors du traitement laser sont très grands, entraînant des conditions largement hors équilibre. Cet écart d'équilibre peut se manifester par les phénomènes de surfusion et d'*undercooling*. Ces deux phénomènes ont été largement étudiés et aucun cas d'*undercooling* n'a été observé pour le silicium (Chaoui, Siegel, Solis et Afonso 2001). Ainsi, seule la surfusion fut considérée en reliant celle-ci à la vitesse de l'interface solide-liquide par l'équation de Frenkel Wilson (Bäuerle 2000):

$$v_{sl} = v_0 \left[1 - \exp\left(-\frac{\Delta H_m}{k_B T_{eq,m}} \frac{\Delta T_{int}}{T_{int}}\right) \right] \exp\left(-\frac{\Delta E_{a,sl}}{k_B T_{int}}\right) \quad (2.12)$$

où $\Delta T_{int} = T_{eq,m} - T_{int}$, ΔH_m est l'enthalpie de fonte par atome, $\Delta E_{a, sl}$ est l'énergie d'activation par atome lors de la solidification et k_B est la constante de Boltzmann.

2.3 - Résultats de simulation

Le modèle précédent permet d'obtenir plusieurs informations sur le processus de fonte qui ne sont autrement pas disponibles à cause des difficultés inhérentes à leur mesure. La répartition de la température à la surface est une caractéristique facile à obtenir des simulations. La figure 2.3 montre une courbe représentant la température à différents points tout au long du traitement laser. Cette répartition de température, jumelée à la réflectivité du silicium à différentes températures, permet de mieux comprendre le profil de la réflectivité. Des simulations de cette réflectivité seront présentées au chapitre suivant.

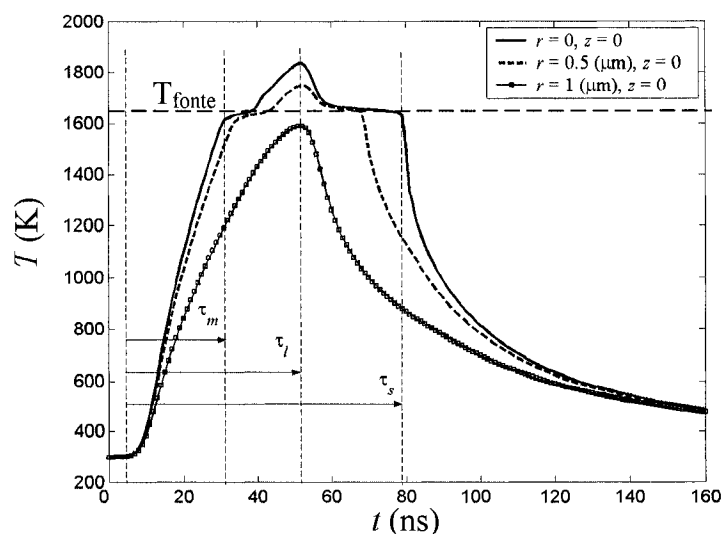


Figure 2.3 : Évolution de la température pour trois points situés à la surface de la région fondue, mais à des rayons différents. L'impulsion laser a une intensité de $I_0=1,35 \times 10^7 \text{ W/cm}^2$, son rayon à 1/e est de $r_0=0,85 \text{ } \mu\text{m}$ et sa durée est de 40 ns (Degorce, Gillet, Magny et Meunier 2005).

En sachant la température en tout point du silicium, il est possible de suivre l'évolution de l'interface solide-liquide dans le temps tel que présentée à la figure 2.4. Sur cette figure, notons que l'évolution du rayon fondu est caractérisée par quatre régions distinctes. La première région (1) est caractérisée par une fonte très rapide causée par l'absorption du faisceau laser et l'atteinte de la température de fusion sur une région relativement uniforme du substrat causant une fonte très rapide. Il s'en suit une diminution de la vitesse de l'interface (débutant au point encerclé), précédant la seconde région (2), caractérisé par une importance accrue de la diffusion thermique dans le processus de fonte. Ceci s'explique par le fait que le silicium fondu absorbe beaucoup

plus le rayonnement laser, son absorptivité augmentant à peu près d'un facteur 10 lors de la liquéfaction (Jellison, Lowndes, Masburn et Wood 1986). L'énergie doit donc diffuser dans la région fondue pour maintenir la fonte. À la fin de l'impulsion, la fonte cesse et la cristallisation commence, donnant lieu à la région 3. La fin de la solidification donne lieu à une solidification très brève d'une mince couche fondue, donnant parfois lieu à une phase polycristalline.

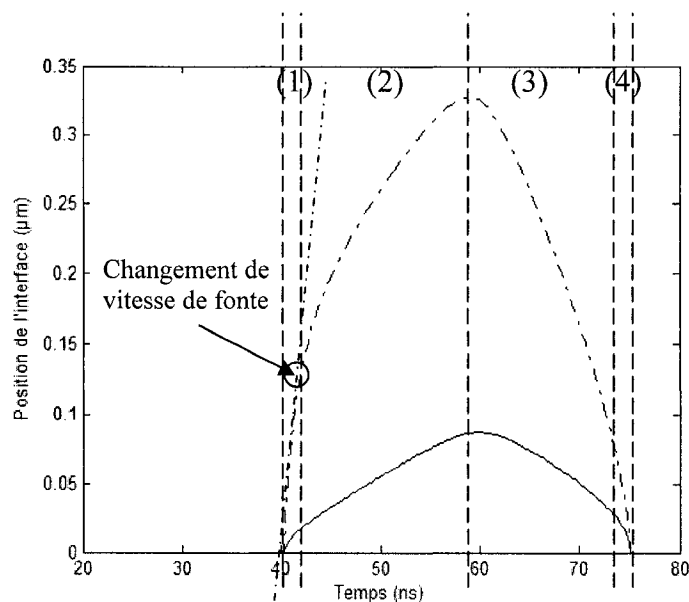


Figure 2.4 : Évolution des l'interfaces verticale au centre (trait plein) et horizontale à la surface (trait pointillé) lors de la simulation de la fonte du silicium par une impulsion de 50 ns d'une fluence de $0,85 \text{ J/cm}^2$. Le temps de changement de vitesse de fonte (t_{cvf}) consiste en le temps où l'augmentation de la vitesse s'écarte de la linéarité initiale à partir du début de l'impulsion.

Les vitesses de l'interface solide-liquide lors de la fonte et de la recristallisation ont été extraites de la figure précédente et sont présentées à la figure 2.5. Si les vitesses de recristallisation sont trop élevées, des défauts, une structure polycristalline ou amorphe peut apparaître. Il peut alors être nécessaire de les contrôler, de manière à obtenir un silicium ayant les propriétés souhaitées. Cette figure indique la vitesse en fonction de la position lors de la fonte. La portion positive indique que l'interface solide-liquide s'éloigne du centre alors qu'il s'en rapproche pour les vitesses négatives. Les discontinuités au début et à la fin de la fonte sont causées par l'évaluation numérique produite par un maillage discret et une résolution temporelle limitée.

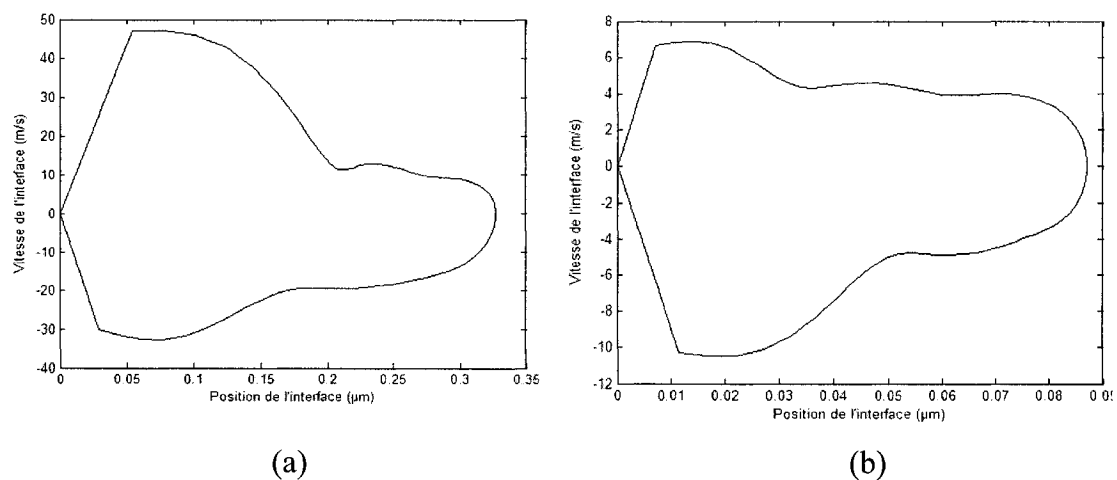


Figure 2.5 : Vitesses verticale (a) et radiale (b) de l'interface solide-liquide pendant une fonte typique de 50 ns à une fluence de $0,85 \text{ J/cm}^2$. Une vitesse positive indique une fonte alors qu'une vitesse négative est reliée à une cristallisation.

On observe que les vitesses radiales, pouvant aller jusqu'à 48 m/s, sont beaucoup plus grandes que les vitesses verticales, ne dépassant pas 11 m/s. Il sera donc important de restreindre les vitesses de recristallisation pour éviter une solidification trop rapide. Contrôler cette vitesse est relativement simple, car la technique de mesure par réflectivité est en lien direct avec la vitesse de l'interface solide-liquide à la surface du silicium, comme nous le verrons dans les sections suivantes. La vitesse verticale est quant à elle beaucoup plus difficile à évaluer expérimentalement. On note finalement sur ces graphiques que le changement de vitesse est très clair. La fonte explosive n'a lieu que pendant une brève portion du parcours et transite vers des vitesses de fonte horizontales plus basses, situées entre 20 et 30 m/s.

Chapitre 3 - Modélisation de la mesure in situ optique

La mesure de réflectivité, introduite à la section 1.5.2, a été expliquée sans trop tenir compte des propriétés du laser utilisé. Cependant, celles-ci peuvent influencer significativement la mesure de plusieurs façons. En premier lieu, la réflectivité du silicium solide varie selon la longueur d'onde, donc l'utilisation de différents lasers entraînera une différence dans l'amplitude de la réflectivité obtenue. De plus, la taille du faisceau au point focal variera en fonction de la longueur d'onde utilisée (figure 3.1), ce qui pourra entraîner des variations dans la forme de la réponse. Ces différents paramètres doivent donc être étudiés de façon à choisir la longueur d'onde appropriée pour les mesures optiques. Cependant, avant de commencer à comparer les différents paramètres, rappelons les objectifs principaux visés par la mesure optique que nous allons chercher à optimiser.

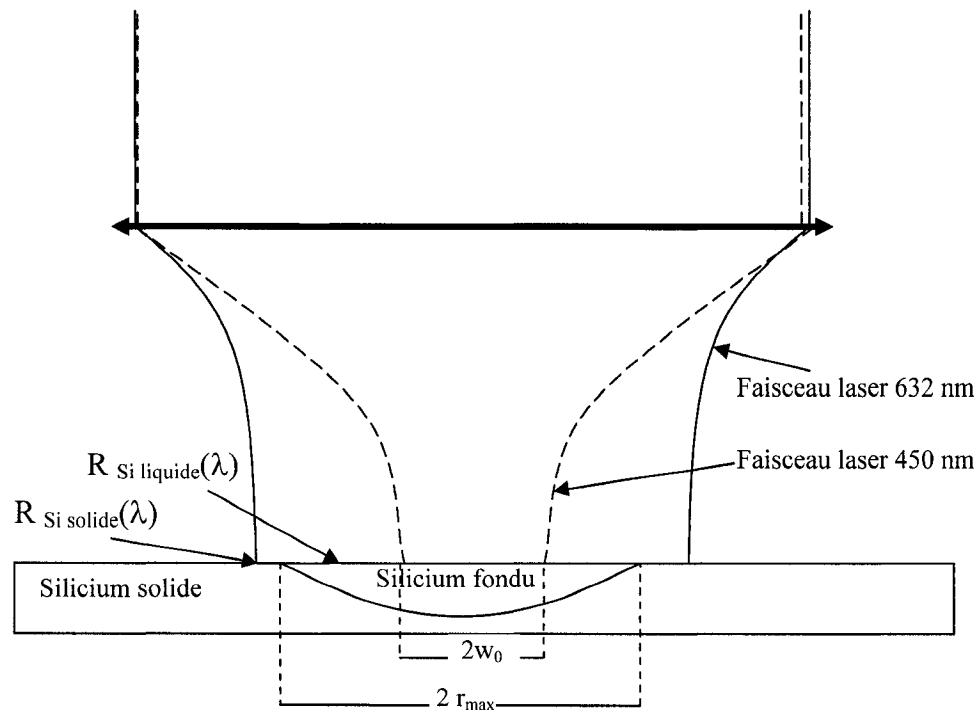


Figure 3.1 : Schéma des propriétés influençant l'intensité du faisceau sonde réfléchi sur la surface fondue de rayon final r_{\max} . Une diminution de la longueur d'onde entraînera un point focal w_0 plus petit et une modification des coefficients de réflectivité du silicium solide et liquide. L'évolution de la réflectivité tout au long du traitement en est alors affectée.

Un des paramètres très importants au procédé de résistance diffusée est le temps de fonte de la zone fondue. Si la région fondue est suffisamment grande par rapport au gap (3 à 4 fois plus large), une faible variation de son diamètre ne fera pas varier beaucoup la concentration des dopants dans celle-ci. Cependant, le temps de fonte est très important, car les dopants doivent avoir suffisamment de temps pour diffuser dans le gap et une diffusion incomplète pourra affecter beaucoup la résistance finale. Ainsi,

pour s'assurer d'une résistance satisfaisante, la mesure doit fournir le plus d'informations possible sur les temps du début et de la fin de la fonte.

Un second objectif de la mesure est de valider le modèle théorique décrit dans la section précédente. Une mesure permettant de suivre l'évolution dans le temps de la fonte du silicium est alors à préconiser, car elle permettra de comparer les résultats théoriques et expérimentaux tout au long du traitement laser. Les résultats obtenus dans les sections suivantes seront donc analysés en se basant sur ces deux principes directeurs. Nous vérifierons alors l'impact qu'ont la taille du point focal et la réflectivité du silicium sur l'efficacité à mesurer le temps de fonte et à suivre son évolution.

3.1 - Modèle de réflectivité

La réflectivité fut calculée en prenant comme température les résultats du modèle de Degorce et al. (Degorce, Gillet, Magny et Meunier 2005). Un script *Matlab* a permis d'intégrer la réflectivité pour un grand nombre de points en suivant l'équation 3.1, permettant d'obtenir la réflectivité totale tout au long de la fonte. La réflectivité est basée sur la fonction présentée à la figure 2.2, issue des travaux de Jellison et Chaoui et al. (Jellison, Lowndes, Masburn et Wood 1986) (Chaoui, Siegel, Solis et Afonso 2001) et utilisée dans le modèle précédent pour modéliser la fonte du silicium.

$$P_{réfléchie} = \int_{surface} I_{incident} R(T_{surface}) dS \quad (3.1)$$

3.2 - Étude de la dimension du faisceau sonde

La dimension du point focal du faisceau sonde est le facteur risquant d'influencer le plus la mesure optique. Un rayon plus grand que les dimensions de la région fondue, tel que le faisceau à 633 nm de la figure 3.1, entraînera une réponse beaucoup plus dispersée dans le temps, car l'interface solide-liquide se déplacera dans la région éclairée par le faisceau sonde pendant une plus grande période. De plus, l'augmentation de la puissance réfléchie causée par une augmentation de la température du silicium sur le pourtour de la région fondue sera beaucoup plus importante, car une portion significative du faisceau sonde sera dans cette région. Ainsi, pour mesurer le temps de fonte, un faisceau plus petit, comme le faisceau à 450 nm de la figure 3.1, serait avantageux. Toutefois, la dynamique du traitement serait plus aisément appréciée à l'aide d'un faisceau produisant un point focal du même ordre de grandeur que celui de la région fondue.

Des simulations de mesures de réflectivité ont été effectuées pour différentes tailles de points focaux w_0 et sont présentées à la figure 3.2. Cependant, étant donné que la réponse en réflectivité n'est pas directement reliée à la taille du point focal, mais plutôt au rapport qu'il existe entre la taille de celui-ci et la taille de la région fondue r_{\max} , l'analyse est faite en fonction de w_0/r_{\max} . Dans la simulation de fonte utilisée, le rayon maximal de la région fondue était de 0,35 micron.

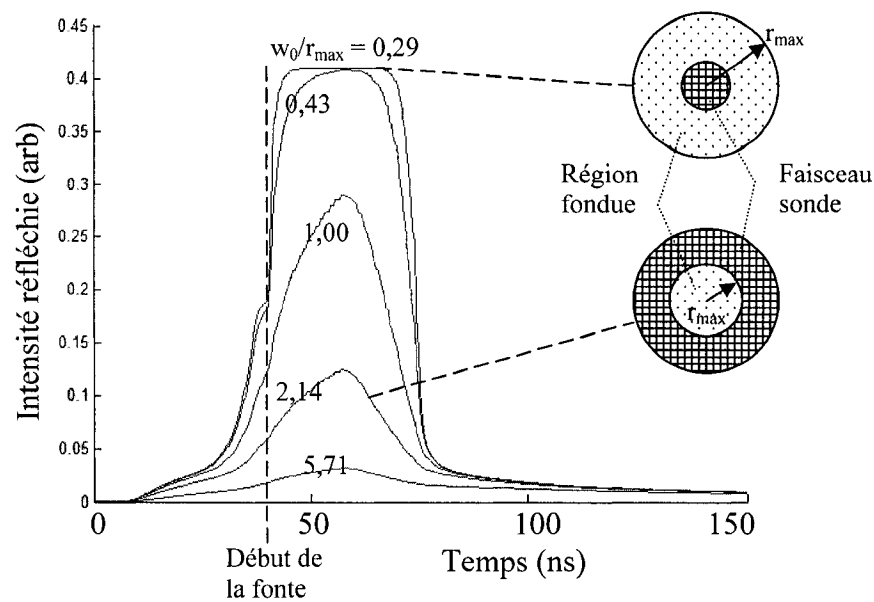


Figure 3.2 : Intensité du faisceau sonde réfléchi en fonction de son rayon au point focal (w_0) par rapport au rayon maximum de la zone fondue r_{\max} . Le silicium est fondu sur un rayon maximal de $0,35 \mu\text{m}$ par une impulsion de 50 ns ayant une fluence de $0,85 \text{ J/cm}^2$.

On observe, tel que prévu, que pour un point focal plus petit ($w_0 < r_{\max}$), le temps de fonte est beaucoup mieux défini. Les faisceaux ayant un point focal inférieur à 0,43 fois la dimension de la région fondue voient leur réflectivité augmenter brusquement pendant la fonte. Ceci s'explique par le fait qu'à partir de ce point, pratiquement tout le faisceau est contenu dans la région fondue, produisant une saturation de la réflectivité survenant de plus en plus rapidement lorsque les dimensions descendent plus bas que ce seuil. On peut facilement visualiser le tout en observant le profil gaussien de la figure 3.3. L'intensité du faisceau, devient pratiquement nulle à $w/w_0 = 2,3$. Pour contenir la

totalité du faisceau et qu'il y ait ainsi saturation de la réflectivité, il faut donc que ce faisceau soit 2,3 fois plus petit que la région fondue, donnant un rapport w_0/r_{\max} de 0,43. Plus le rapport diminuera en deçà de cette valeur, plus vite surviendra la saturation et plus brusque sera la variation au moment de la fonte et de la cristallisation. Ainsi, un faisceau produisant un point focal inférieur à 0,43 fois la région fondue permettra de visualiser le temps de fonte plus facilement.

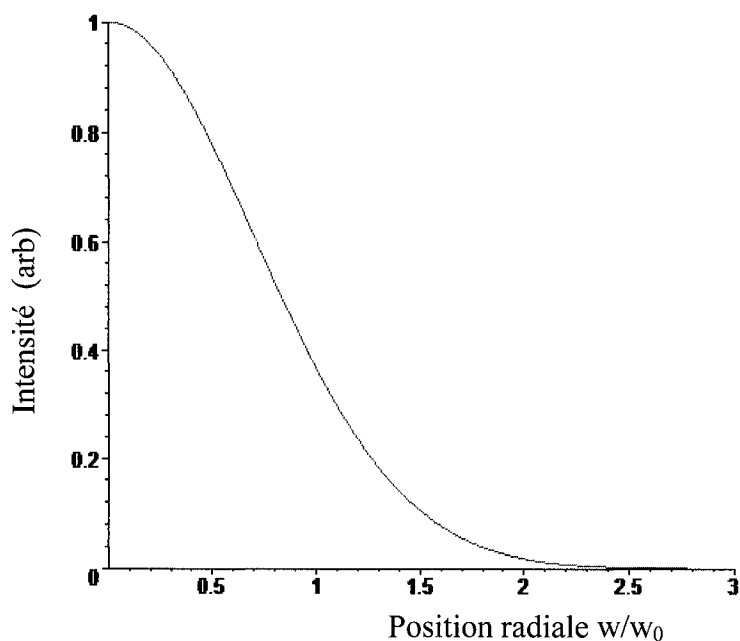


Figure 3.3 : Intensité d'un faisceau gaussien en fonction du rapport de la position sur la largeur à $1/e$.

D'autre part, les faisceaux produisant un rapport w_0/r_{\max} supérieur à 0,43 sont davantage appropriés pour mesurer l'évolution de la région fondue, principalement parce

qu'on observe une variation s'étalant sur toute la durée de la fonte sans qu'il y ait de saturation. La grande superficie de la région couverte par le faisceau sonde empêche que la totalité du faisceau soit réfléchi et qu'il se crée ainsi une saturation de la réflectivité, comme pour les dimensions de point focal inférieures. De plus, si le faisceau sonde est significativement plus grand que la région fondue, la région fondue s'étendra sur une surface d'intensité relativement constante et on évitera ainsi de convoluer le changement de réflectivité avec le profil d'intensité du faisceau, rendant les mesures plus simples à analyser.

Expérimentalement, le faisceau sonde HeNe utilisé permet un point focal minimal de $0,75\ \mu\text{m}$, qui donne un rapport de 2,14 si la région fondue a un rayon de $0,35\ \mu\text{m}$. Pour ces paramètres, on constate qu'on est bien loin de la saturation, ce qui permet de bien suivre l'évolution de la réflectivité sans qu'il y ait de saturation. En fait, la région fondue pourrait croître jusqu'à un rayon de $1,6\ \mu\text{m}$ sans qu'il y ait aucune saturation.

On observe aussi que sur la figure 3.2, qu'il y a une très faible variation marquant le début de la fonte. Il va sans dire que cette variation sera complètement invisible sur une mesure expérimentale, étant complètement diluée dans le bruit de la mesure, même si celui-ci est minime.

3.3 - Étude de l'impact de la longueur d'onde

La réflectivité du silicium en phase solide est un autre facteur variant selon la longueur d'onde utilisée. Des études (Jellison et Modine 1983; Chaoui, Siegel, Solis et Afonso 2001) ont montré que celle-ci variait relativement linéairement selon l'augmentation de longueur d'onde, pour le spectre visible et la plage de température visée par cette expérience. Pour une plage de température allant jusqu'à 1000K, la réflectivité pour des longueurs d'onde de 410 à 730 nm suit la loi :

$$R(\lambda, T) = R(\lambda, T = 300K) + 5 \times 10^{-5}(T - 300). \quad (3.2)$$

À la figure 3.4, on observe que la réflectivité pour ces longueurs d'onde à 300 K varie respectivement de 0,46 à 0,33. La réflectivité du silicium liquide, qui possède un comportement métallique, ne varie quant à elle que très peu selon la longueur d'onde et peut être considérée comme constante à 0,74. Ainsi, pour une longueur d'onde plus courte, la différence de réflectivité entre le silicium solide et liquide est amoindrie. La détection du début de la fonte devrait alors être plus difficile.

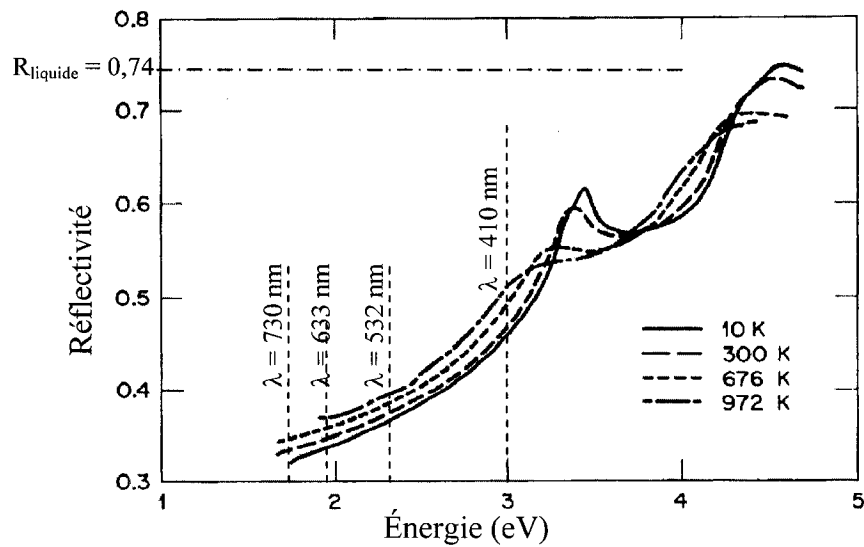


Figure 3.4 : Réflectivité du silicium à différentes longueurs d'onde et différentes températures (Jellison et Modine 1983).

La figure 3.5 présente le résultat des simulations pour différentes longueurs d'onde. Pour faire les simulations, un point focal de $w_0/r_{\max} = 2,14$ fut utilisé, de manière à bénéficier d'une grande amplitude de variation et d'une faible convolution avec le profil du faisceau sonde. Afin de mieux observer les différences entre les courbes, celles-ci ont toutes été ramenées à un niveau réfléchi initial équivalent, ce qui va de pair avec le montage expérimental utilisé qui fonctionne en mode AC, ne mesurant que la variation de réflectivité par rapport au niveau initial. On constate que la variation avant la fonte et après la cristallisation est pratiquement nulle, car la variation de la réflectivité n'est qu'un décalage constant issu du premier terme de l'équation 3.2. Ainsi,

en conservant une intensité incidente sur le dispositif constante, le décalage devient nul lorsque les courbes sont ramenées au même niveau initial.

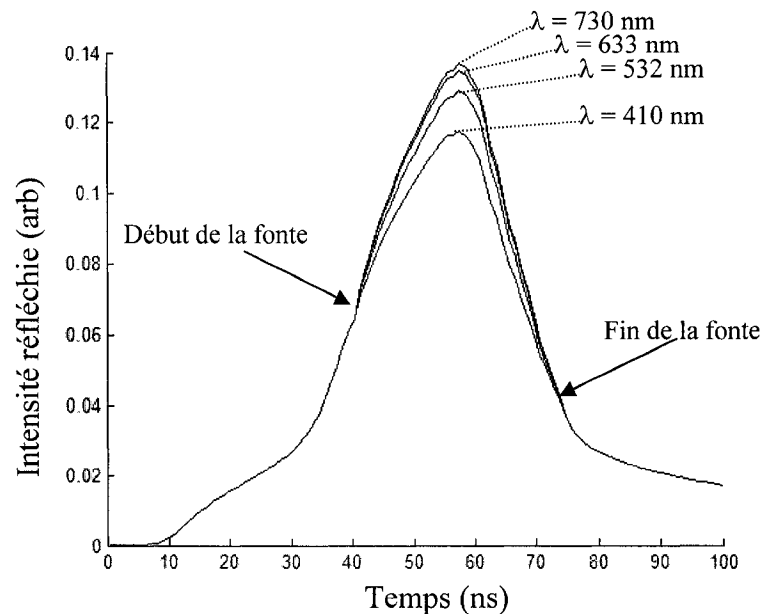


Figure 3.5 : Intensité du faisceau sonde réfléchi pour un même point focal de $0,15 \mu\text{m}$, mais ayant des longueurs d'onde différentes. Le silicium est fondu sur un rayon r_{max} de $0,35 \mu\text{m}$ par une impulsion de 50 ns ayant une fluence de $0,85 \text{ J/cm}^2$.

La portion de la mesure prise lorsque la région est fondue est quant à elle différente, favorisant une grande longueur d'onde. Ce décalage est causé par la variation du coefficient de réflexion lors de la fonte du silicium qui est plus grande pour de grandes longueurs d'ondes. Ainsi, lors de l'apparition et de l'agrandissement de la région fondue, une plus forte variation du coefficient de réflexion entraînera une variation de l'intensité réfléchie plus grande. On constate que le temps de fonte est

caractérisé par un espacement des courbes de réflectivité obtenues avec des longueurs d'onde différentes. Ce décalage est cependant faible et difficilement utilisable en pratique, où une faible variation des conditions expérimentales dépassera cette faible variation. Ainsi, la longueur d'onde utilisée n'a que très peu d'impact sur les résultats obtenus et il est possible d'utiliser celle qu'on veut. Il est finalement évident que le début et la fin de la fonte ne sont pas caractérisés par un même niveau d'intensité réfléchie.

3.4 - Comparaison de différents lasers

Jusqu'ici, nous avons évalué séparément les effets qu'ont la taille du point focal et la longueur d'onde du faisceau sonde utilisé. Les simulations suivantes étudient l'effet combiné de ces deux paramètres en simulant différents lasers. Un changement de laser aura un effet évident sur la longueur d'onde, mais le point focal minimal sera lui aussi affecté, puisque celui-ci varie selon la longueur d'onde. Les points focaux w_0 des faisceaux à 532 nm et à 633 nm ont été calibrés à l'aide de mesures expérimentales. Les autres sont obtenus par une règle de trois en considérant que ceux-ci varient linéairement avec la longueur d'onde λ , tel qu'un faisceau passant dans une lentille simple suivant l'équation 3.3 où f est la focale de la lentille et a_0 est la dimension du faisceau à l'entrée.

$$w_0 = \frac{\lambda f}{\pi a_0} \quad (3.3)$$

La figure 3.6 montre les résultats de réflectivité pour différents lasers. On remarque que la différence de diamètre du faisceau focalisé engendrée par l'utilisation de différentes longueurs d'onde n'a pas un impact significatif quant à l'indication du début de la fonte. Une variation allant de $0,59\text{ }\mu\text{m}$ pour le faisceau à 450 nm à $0,96\text{ }\mu\text{m}$ pour le faisceau à 730 nm affecte l'intensité de la réponse, mais peu sa forme. Nous avons vu précédemment que pour avoir un changement significatif dans la pente de la réponse en réflectivité, il faudrait un point focal d'environ $0,15\text{ }\mu\text{m}$, ce qui ne pourrait seulement être atteint par une longueur d'onde de l'ordre de 115 nm . Les longueurs d'onde utilisées offrent quant à elles un point focal plus large que la région fondue, diluant ainsi l'apparition de la fonte dans la réponse issue de l'élévation de température.

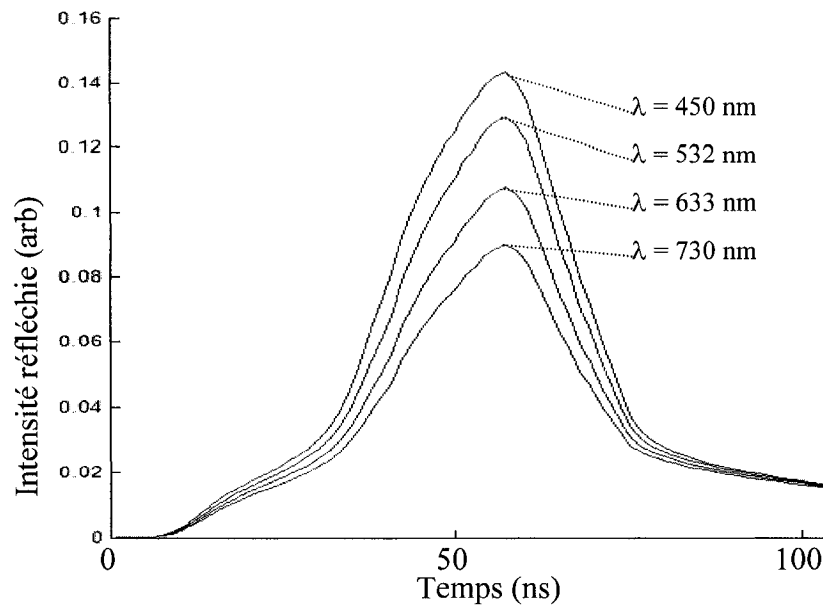


Figure 3.6 : Intensité réfléchie pour différents lasers en ne considérant que les effets de variation du point focal w_0 et de réflectivité engendrés par une différence de longueur d'onde. Le silicium est fondu sur un rayon r_{\max} de $0,35 \mu\text{m}$ par une impulsion de 50 ns ayant une fluence de $0,85 \text{ J/cm}^2$.

On observe cependant que malgré le fait qu'un laser à 633 nm permet de bénéficier d'une différence de réflectivité plus accentuée entre la phase solide et la phase liquide, le point focal plus petit du laser à 450 nm fait en sorte que celui-ci offre un signal plus grand. On a donc avantage à utiliser la plus petite longueur d'onde possible. Dans notre cas, puisque nous devons utiliser une longueur d'onde visible qui traversera les diélectriques, une longueur d'onde de 450 nm serait optimale. Cependant, l'avantage gagné reste minime et il faut aussi considérer la complexité expérimentale et les coûts. Sur ce point, le laser HeNe l'emporte haut la main.

Chapitre 4 - Mesure de réflectivité : montage et procédure

4.1 - Description générale

Le montage expérimental se rapportant à la fonte du dispositif est présenté schématiquement à la figure 4.1. Un aperçu du montage réel est aussi présenté en dessous, où le trajet des lasers est tracé en surbrillance.

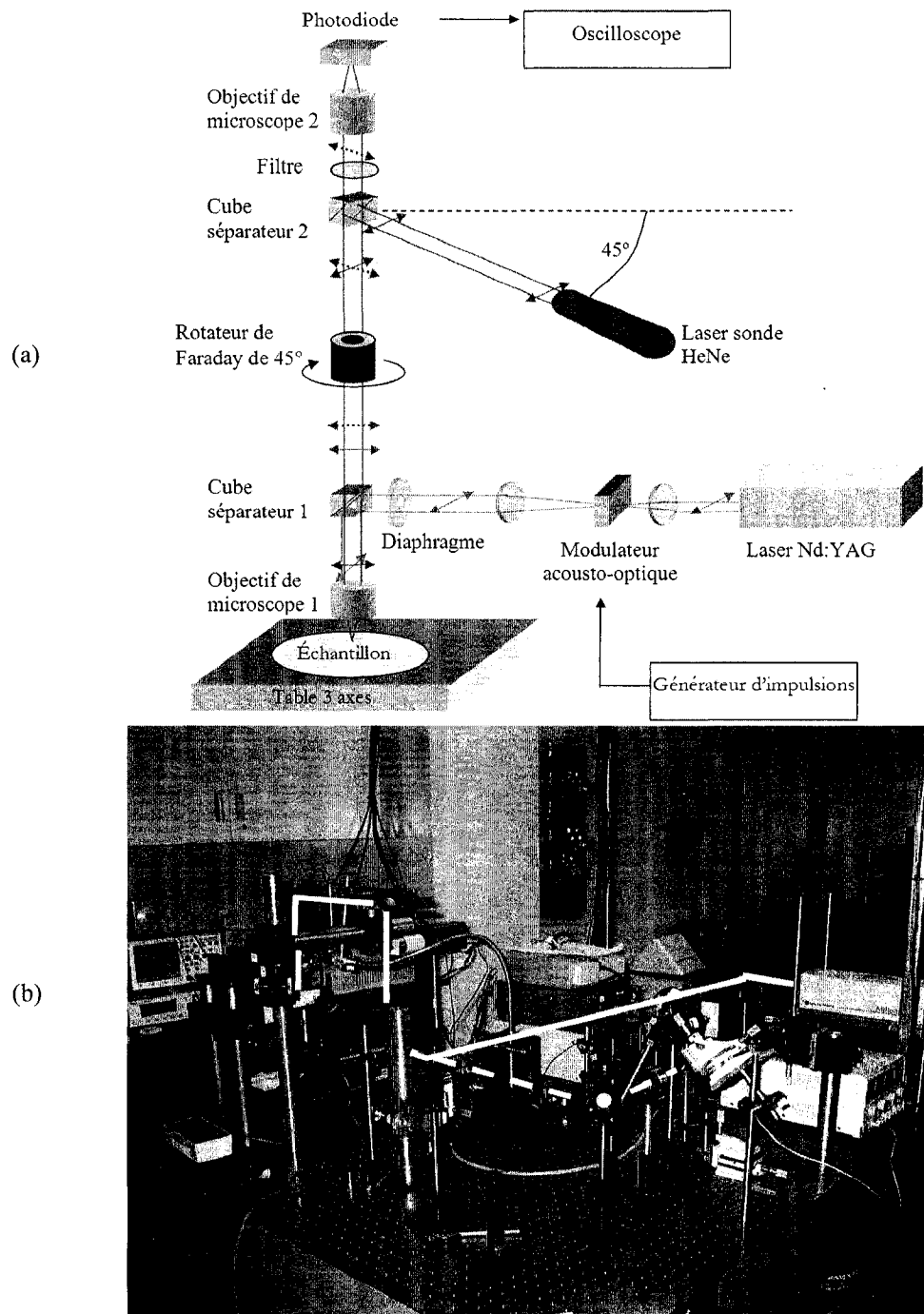


Figure 4.1: (a) Schéma du montage simplifié et (b) photographie du montage réel incluant un tracé du trajet des lasers.

Une majeure partie de ce travail fut d'obtenir des mesures optiques fiables et de qualité. Pour y parvenir, de nombreux ajustements ont dû être effectués et sont présentés dans les sections suivantes. Ces ajustements touchent autant à l'utilisation du montage physique, qu'au traitement des données recueillies.

4.2 - Composants clés du sous-système de fonte

4.2.1 - Laser Nd :YAG

Le laser utilisé est un Nd :YAG continu, doublé en fréquence et produisant un faisceau à 532 nm et fabriqué par *Spectra Physics* (Millenia Xs). Le choix s'est porté sur ce type de laser dont les caractéristiques sont présentées au tableau 4.1, car il est relativement répandu et peut atteindre une puissance allant jusqu'à 10 W, ce qui est amplement suffisant pour les traitements souhaités. De plus, son faisceau dans le visible traverse facilement les diélectriques à la surface des circuits microélectroniques, permettant de chauffer uniquement le silicium, sans faire fondre l'oxyde le recouvrant. On réussit ainsi à obtenir un procédé non destructif ayant un impact minimal sur le vieillissement du circuit.

Tableau 4.1 : Caractéristiques du laser Nd:YAG utilisé

Longueur d'onde (nm)	532
Largeur du faisceau (mm)	3,2
Divergence du faisceau (mrad)	0,5

Ce laser continu s'écarte un peu de la tendance en industrie qui est de favoriser l'utilisation de lasers pulsés, peu dispendieux, compacts et offrant des puissances intéressantes. Cependant, des impulsions comparables peuvent être obtenues en jumelant le Millennia Xs à des modulateurs appropriés. Le faisceau laser passe donc dans un modulateur acousto-optique (MAO) fabriqué par Neos Technologies, dont la fonction de transfert temporelle est contrôlée par un générateur d'impulsions.

4.2.2 - Générateur d'impulsions laser

Les impulsions peuvent être générées de deux façons différentes. Premièrement, par un générateur d'impulsions produisant des impulsions carrées pouvant être répétées un nombre prédéterminé de fois, ou par un générateur de fonction arbitraire permettant de définir une forme d'impulsion personnalisée. Le premier peut être acceptable pour atteindre une résistance souhaitée, mais il offre moins de contrôle sur la fonte du dispositif que le second.

4.2.3 - Modulateur acousto-optique

Le modulateur acousto-optique (MAO) est contrôlé par le générateur d'impulsions et permet de pulser le faisceau laser selon le motif voulu. Nous allons détailler plus en détail son fonctionnement. Le MAO est constitué d'un transducteur apposé sur un cristal. Lorsqu'un courant sinusoïdal de 210 MHz est appliqué au transducteur, une onde acoustique se propage à l'intérieur du cristal à une vitesse de

5960 m/s. Une onde stationnaire s'établit alors dans celui-ci, créant des zones de compression maximale aux nœuds et minimale aux ventres, tel qu'illustré à la figure 4.2.

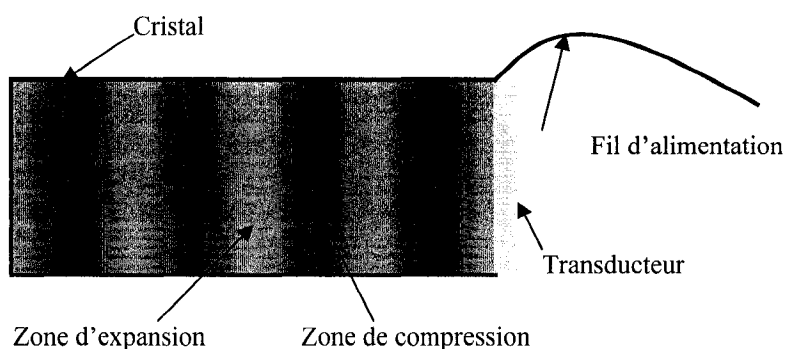


Figure 4.2 : Schéma du fonctionnement d'un modulateur acousto-optique. Une onde stationnaire engendrée par le transducteur crée des régions de compression et d'expansion dans le cristal. Ces deux régions n'ont pas le même indice de réfraction, produisant ainsi une grille de diffraction.

Étant donné que l'indice de réfraction du cristal utilisé varie selon la densité de celui-ci, on assiste à la formation d'un réseau de diffraction vertical au fur et à mesure que l'onde acoustique traverse le cristal. Ce réseau entraîne la diffraction horizontale du faisceau laser, créant un premier ordre contenant environ 50% de la puissance totale du faisceau. Cet ordre de diffraction, faisant un angle de 18,8 milliradians avec l'ordre zéro, passe par l'orifice circulaire d'un diaphragme et continue son parcours en direction du circuit microélectronique. L'intensité de cet ordre diffracté peut être modulée à l'aide du MAO, en faisant varier l'intensité du signal sinusoïdal envoyé à celui-ci, modifiant ainsi l'efficacité du réseau de diffraction.

Il est important de noter que l'intensité du laser diffracté ne varie pas linéairement avec l'amplitude du signal électrique. De plus, cette variation est différente dépendamment de la température d'opération du MAO. Lorsque le transducteur est soumis à un courant continu, la puissance en jeu dégage de la chaleur qui fait varier les propriétés optiques du MAO. La figure 4.3 montre la fonction de transfert du modulateur à froid, lorsque celui-ci a été arrêté pendant au moins une vingtaine de minutes, à la suite desquelles les propriétés optiques se stabilisent. Une courbe a été tracée en augmentant et en abaissant la tension, de manière à s'assurer qu'elle était reproductible. La fonction de transfert du modulateur chaud est quelque peu différente, mais étant donné que les traitements laser vus dans cet ouvrage impliquent de laisser le modulateur en mode fermé et de l'ouvrir pendant quelques nanosecondes, celui-ci n'a pratiquement pas le temps de se réchauffer. La fonction de transfert du modulateur froid a donc été utilisée.

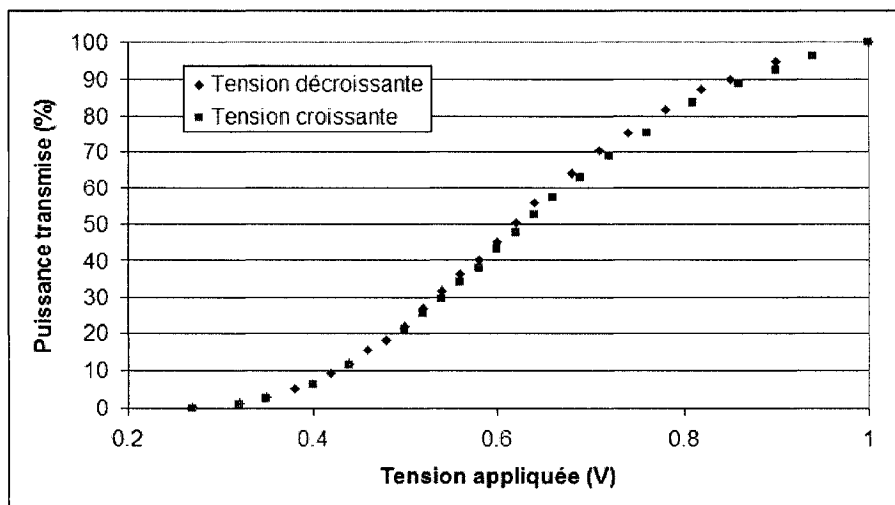


Figure 4.3 : Fonction de transfert du modulateur acousto-optique lorsque celui-ci est à la température de la pièce.

Le MAO permet d'obtenir des temps de montée et de descente de l'intensité du faisceau laser de l'ordre de 5 ns. Une multitude d'impulsions produites par celui-ci sont superposées à la figure 4.4. On observe qu'il existe une certaine variation dans l'amplitude de l'impulsion qui peut atteindre jusqu'à 6% de celle-ci. Ces variations font parties des facteurs pouvant influencer le traitement de la résistance ajustable et contre lesquels il faut se prémunir.

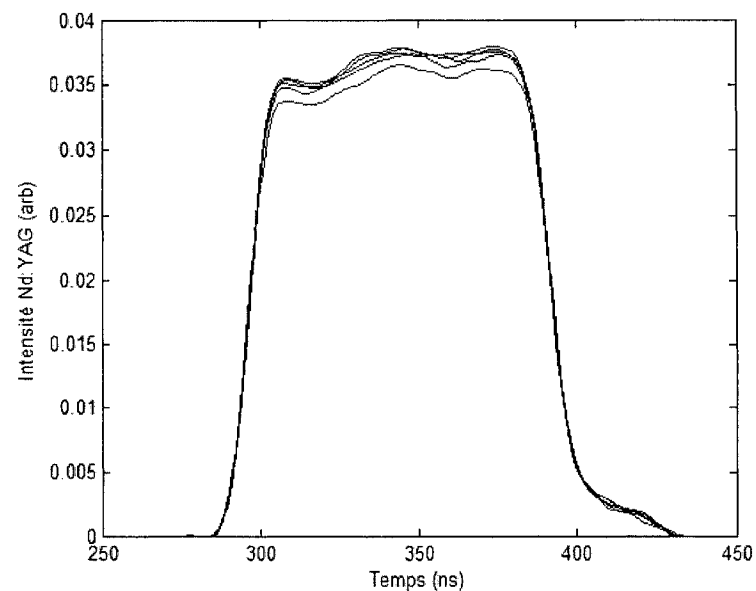


Figure 4.4 : Impulsions du laser Nd:YAG générées par le modulateur acousto-optique sous les mêmes conditions. On constate une variation d'amplitude de l'ordre de 6%.

Il est à noter que le délai entre l'envoi du signal du générateur et l'ajustement de l'intensité transmise par le MAO est significatif comparés aux temps impliqués dans le traitement. Ce délai est principalement causé par la propagation de l'onde acoustique à l'intérieur du modulateur. L'onde, se propageant à 5960 m/s, prend environ 168 ns pour parcourir 1 mm. Ce délai a un impact à deux endroits. Premièrement, le temps de montée est affecté, car l'onde doit se propager sur la largeur faisceau afin qu'il soit diffracté en totalité. Ainsi, pour le faisceau du Nd:YAG non focalisé de 2,3 mm, le temps de montée serait de 500 ns. Il est donc nécessaire de faire converger le faisceau laser à l'aide de lentilles placées à l'entrée et à la sortie du MAO. Le deuxième délai

vient du fait que le faisceau laser n'est pas directement à côté du transducteur, car la géométrie du modulateur ne le permet pas. Celui-ci est à une distance de l'ordre du millimètre plus loin, ce qui induit un délai non pas dans le temps de montée, mais dans le temps entre lequel le signal est envoyé au modulateur et le temps auquel celui modifie l'intensité du laser. Un délai d'environ 140 ns a été mesuré pour le montage actuel.

Le faisceau continue alors son parcours à travers un cube polariseur déviant la portion du faisceau polarisée verticalement, c'est-à-dire sa quasi-totalité, de 90° . Ce cube est utile pour la mesure *in situ* optique de la région fondue que nous verrons plus tard.

Le modulateur acousto-optique constitue lui aussi un élément dont l'ajustement est très délicat. La procédure d'ajustement fournie avec celui-ci est suffisante pour obtenir un réglage acceptable, mais quelques points supplémentaires doivent être apportés.

La taille du faisceau incident est d'environ 2,3 mm. La première lentille, selon les spécifications du manufacturier, doit avoir une focale entre 184 et 299 mm, mais dans notre cas, elle doit idéalement se rapprocher de 184 mm afin d'obtenir une diffraction optimale, car le point focal au centre du modulateur est ainsi minimisé, diminuant du même coup le temps de montée. La lentille actuelle a quant à elle une focale de 198,3 mm, qui même si elle n'est pas idéale, reste dans les spécifications de

Neos et diffracte ainsi environ 50% du faisceau dans le premier ordre. L'utilisation d'une lentille avec une focale plus petite que 184 mm ferait cependant diminuer le pourcentage du faisceau en dessous de cette valeur.

La tache lumineuse du premier ordre de diffraction doit être optimisée à l'aide de la vis de rotation horizontale, de façon à éviter qu'une raie d'intensité inférieure soit au centre de celle-ci. De cette façon, on améliorera la répartition en intensité du faisceau pour que celle-ci soit gaussienne.

La position horizontale du modulateur doit être réglée pour que le faisceau touche presque au côté du cristal touchant le transducteur, mais qu'il en soit toutefois suffisamment éloigné pour éviter tout dommage. Le faisceau laser focalisé aurait vite fait de vaporiser le mince transducteur s'il le touchait. Cependant, il ne faut pas que le faisceau laser soit trop loin, car la propagation de l'onde acoustique à l'intérieur du modulateur entraîne un délai non négligeable entre le moment de la commande d'ouverture du modulateur et son ouverture.

Le MAO étant contrôlé par un courant alternatif de haute fréquence et à une tension élevée, il est sujet à induire beaucoup de bruit dans les autres appareils électriques si un blindage approprié n'est pas utilisé. Les signaux provenant de fils qui ne sont pas blindés sont donc sujets à des variations. Il est important de s'assurer que la mise à la terre des fils est fonctionnelle, ce qui n'était pas le cas pour plusieurs d'entre

eux, rendant leur blindage inefficace. Il est utile de noter que le générateur acousto-optique fonctionne avec un signal de 210 MHz. La détection d'un tel signal entraîne donc à reconsidérer l'efficacité du blindage des fils.

4.2.4 - Système de focalisation

Le faisceau passe ensuite dans un des deux objectifs de microscope Mitutoyo ayant les caractéristiques présentées au tableau 4.2. Ces objectifs ont été choisis, car ils offrent un fort grossissement, couplé à une très grande distance de travail. Ils sont particulièrement utiles pour traiter les circuits microélectroniques emboîtés, qui peuvent être profonds et qui comportent une épaisseur de diélectriques de l'ordre de la dizaine de microns. Ces lentilles sont ajustées afin de minimiser l'aberration chromatique pour les longueurs d'onde dans le bleu, le vert et le jaune. Ainsi, la différence dans la hauteur des points focaux pour les deux lasers devrait être minime s'ils sont bien parallèles à l'entrée.

Tableau 4.2 : Propriétés des objectifs de microscope Mitutoyo utilisés dans le montage

	M Plan Apo 50X	M Plan Apo SL100X
Grossissement	50X	100X
Ouverture numérique	0,55	0,55
Distance de travail (mm)	13,0	13,0
Longueur focale (mm)	4	2
Résolution à 532 nm (μm)	0,48	0,48
Résolution à 632 nm (μm)	0,57	0,57
Profondeur de champs à 532 nm (μm)	0,88	0,88
Profondeur de champs à 632 nm (μm)	1,04	1,04

4.2.5 - Système de visée intégré

L'échantillon est placé sur une table mobile selon trois axes, horizontalement et verticalement. Cette table assure une précision de déplacement de l'ordre du dixième de micron et est contrôlée par ordinateur. Pour ajuster la position du circuit, le parcours optique en provenance de l'objectif de microscope peut être redirigé vers une caméra CCD raccordée à l'ordinateur. Le tout permet d'obtenir une précision de déplacement de l'ordre du quart de micron horizontalement et du demi-micron verticalement.

4.3 - Composants clés du sous-système de mesure *in situ*

Le montage utilisé pour faire cette expérimentation est illustré à la figure 4.1 et est superposé au montage du laser Nd :YAG discuté plus tôt. Un faisceau laser hélium-néon à 632 nm est combiné au faisceau du laser Nd :YAG lors de leur passage dans le cube séparateur 1. Les deux faisceaux, lors de leur entrée dans l'objectif de microscope, sont colinéaires et convergent au même point focal. Le faisceau se reflète alors sur le silicium et refait le trajet en sens inverse, mis à part qu'il est redirigé vers une photodiode permettant de mesurer l'intensité réfléchie, comme nous le verrons plus bas.

4.3.1 - Laser hélium-néon

Un laser hélium-néon a été choisi comme faisceau sonde, car il est possible de séparer les deux longueurs d'onde entrant dans le processus facilement. De plus, cette longueur d'onde, tel que nous l'avons observé dans la section précédente, offre des avantages au niveau de la mesure de la dynamique de fonte. La taille du faisceau

focalisé w_0 d'un faisceau laser peut être estimée à partir de la longueur d'onde λ , la focale de la lentille f et la taille du faisceau initial a_0 en utilisant la formule : $w_0 = \lambda f / \pi a_0$. Ainsi, on voit qu'une longueur d'onde plus grande entraînera un point focal plus grand, permettant de mieux couvrir la région fondue et d'en extraire plus d'information sur la dynamique de la fonte. Finalement, une longueur d'onde dans le visible est nécessaire afin de passer à travers les couches de diélectriques présentes à la surface du circuit microélectronique.

Le diamètre à 1/e du faisceau sonde focalisé a été mesurée par la méthode du couteau et est d'environ $2.0 \mu\text{m}$, donc significativement plus grande. Cette dimension est pratique, car elle permet de bien voir l'évolution de la région fondue dans les courbes de réflectivité.

Lors de l'ajustement du montage, une inclinaison trop prononcée du faisceau sonde incident dans l'objectif de microscope entraîne des mesures erronées et un signal beaucoup plus faible. Cette différence survient particulièrement lorsque les tests sont effectués sur du silicium nu. Dans ce cas particulier, la déformation de surface modifie la direction vers laquelle le faisceau est réfléchi et fait varier l'intensité de celui-ci suivant l'inclinaison de la déformation. Le montage, tel que reconfiguré, permet de rendre négligeable l'inclinaison à l'entrée en facilitant son ajustement vertical.

La mesure de réflectivité implique de détecter de faibles variations dans l'intensité du laser réfléchi. Ainsi, le bruit généré par le laser sonde sera directement détecté par la photodiode. La plupart des lasers sont faits pour être stables en dessous de 50 MHz. Au-delà de cette fréquence, du bruit peut exister, ce qui est le cas pour le laser HeNe utilisé. Nous allons voir plus en détail ce qui cause ce bruit et comment le réduire.

Dans un laser, la fréquence f de chaque mode d'oscillation longitudinal est donné par :

$$f = \frac{nc}{2L} \quad (4.1)$$

où c est la vitesse de la lumière et n est un entier correspondant au nombre de longueurs d'onde comprises dans la cavité de longueur L . Ces modes auront un espacement en Hertz égal à $c/(2L)$. Pour le laser utilisé ayant une cavité d'environ 25 cm, on aura donc un espacement d'environ 600 MHz. Étant donné que la largeur de la courbe de gain d'un laser HeNe typique est de l'ordre de 1,5 GHz, plusieurs modes seront en opération simultanément à l'intérieur de la cavité. Il y aura alors une création de battements entre les différents modes dont la fréquence est égale à l'espacement des modes, ceci bien sûr en supposant qu'il n'y a que deux modes dans la cavité. Ainsi, un laser ayant une cavité de 25 cm nous donne un battement de l'ordre de 600 MHz, tandis qu'un laser de 50 cm produira un battement de l'ordre de 300 MHz.

La seule façon d'éliminer ce battement serait d'utiliser un laser ayant une cavité suffisamment courte, de façon à s'assurer qu'il n'y a qu'un mode présent. Une cavité d'environ 10 cm permettrait d'avoir un espacement intermodal de 1,5 GHz, ce qui serait suffisant pour s'assurer qu'un seul mode soit présent. Ce laser devrait de plus être asservi en température, car lors de toute variation de température causant l'allongement de la cavité, le mode oscillant se déplacera dans la courbe de gain, causant de fortes variations d'intensité (s'étalant sur quelques secondes) rendant les mesures difficilement reproductibles.

Le laser utilisé produit un bruit dont l'amplitude est de l'ordre de la moitié de la hauteur du signal recueilli. En utilisant un filtre coupe-bande approprié, il est possible de le retirer presque complètement du signal observé. Cependant, étant donné que le laser utilisé produit un bruit à 600 MHz, le filtre a pour effet de retirer toute variation s'étendant sur cet ordre de grandeur. Ainsi, comme nous le verrons plus tard, la dynamique de fonte peut quand même être observée, celle-ci s'étendant sur tout le temps de fonte, mais les transitions brusques, telles que le début et la fin de la fonte sont plus difficiles à détecter, le filtre ayant tendance à les adoucir.

4.3.2 - Rotateur de Faraday

Pour mesurer le faisceau sonde réfléchi, il faut pouvoir séparer celui-ci du faisceau incident. Le rotateur de Faraday permet d'y parvenir en faisant tourner la polarisation de 45° à chaque passage. Lors de la sortie du laser, la polarisation est

inclinée à 45° de la verticale et peut passer dans le cube séparateur 2 sans être réfléchi. Son premier passage dans le rotateur la rend horizontale et lui permet de passer dans le cube séparateur 1 sans être réfléchi. Le faisceau HeNe est ainsi combiné au faisceau laser du Nd :YAG et focalisé sur la surface traitée.

Après la réflexion, la polarisation toujours verticale permet au faisceau de repasser tout droit dans le cube séparateur 1. Il retransverse alors le rotateur de Faraday et celui-ci tourne la polarisation de 45° dans le même sens que lors du premier passage. Elle fait alors un angle de 90° avec la polarisation du faisceau incident. Ce faisceau se reflète alors sur le plan incliné du cube séparateur 2 et le faisceau est focalisé sur une photodiode opérant à 1 GHz par l'objectif de microscope 2. Un filtre a été placé avant d'atteindre la photodiode pour enlever les résidus du laser Nd :YAG qui pourrait s'être rendus jusque là. Une faible fraction de celui-ci passe en fait à travers le cube séparateur 1 et suit le trajet du faisceau laser hélium-néon réfléchi. Il fausse alors les mesures en additionnant la forme de l'impulsion du laser Nd :YAG envoyé avec la variation de l'intensité du faisceau sonde réfléchi.

4.3.3 - Photodiode

Le photodétecteur modèle 1601, fabriqué par New Focus est constitué d'une photodiode PIN de silicium opérant en mode alternatif jusqu'à 1 GHz ou en mode continu à fréquence réduite. Il est capable de produire une sortie de 1 V crête à crête variant linéairement avec l'intensité du faisceau laser reçu, tel qu'illustré à la figure 4.5.

En mode d'opération normal, le faisceau laser sonde arrive sur celui-ci sans variation et entraîne donc un signal nul, à cause du fonctionnement en mode alternatif. Les variations de la réflectivité apparaissent alors comme des écarts à la valeur au repos. Elles peuvent alors être positives ou négatives, une valeur négative indiquant que l'intensité mesurée est tout simplement plus faible que l'intensité initiale.

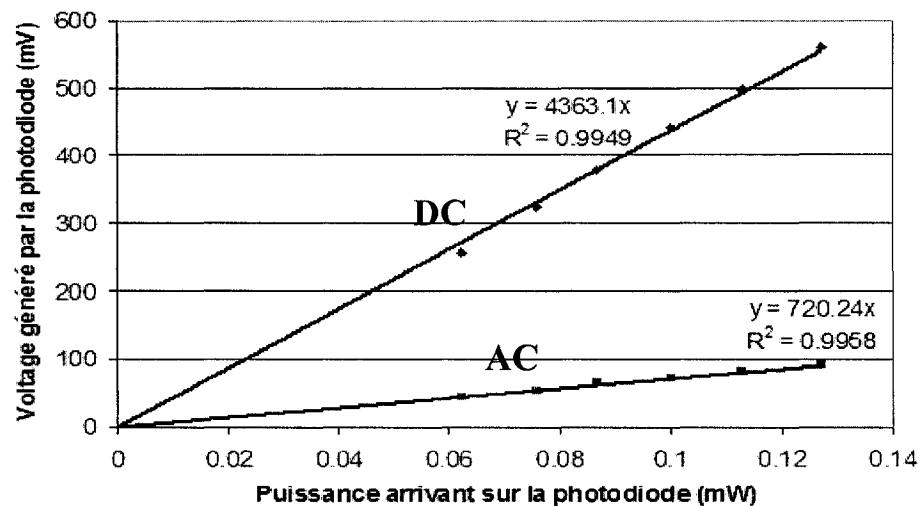


Figure 4.5 : Variation de la tension envoyée par la photodiode en fonction de l'intensité du signal optique incidente. La photodiode peut fonctionner en mode AC ou DC, chacun ayant un comportement linéaire différent.

Il est à noter que le fonctionnement en mode alternatif a pour conséquence que toute variation ayant une durée temporelle trop longue tendra à retourner à zéro à cause de l'amortissement du circuit. Par exemple, une augmentation d'intensité à un niveau supérieur retournera à zéro après une dizaine de microsecondes, même si l'intensité

supérieure persiste, car le circuit rééquilibrera sa valeur de référence à la nouvelle intensité.

Cette photodiode est conçue pour un spectre visible et la réponse varie beaucoup en fonction de la longueur d'onde, tel qu'illustré à la figure 4.6. Pour mieux comprendre l'impact qu'a cette variation de réponse, les simulations de réflectivité de la figure 3.6 ont été reprises, mais cette fois en prenant compte de cette variation. Les résultats, à la figure 4.7 montrent que le laser hélium-néon nous offre une réponse maximale, même si le diamètre du faisceau focalisé est plus grand que celui des faisceaux à 450 et 532 nm. Ce laser sera donc avantageux à utiliser avec le matériel disponible. Le laser Nd :YAG à 532 nm représente lui aussi une solution avantageuse, mais la difficulté de séparer le faisceau sonde du faisceau de fonte le rend plus difficile à utiliser. On pourra cependant lui substituer un laser à argon à 514 nm qui devrait avoir des caractéristiques très semblables.

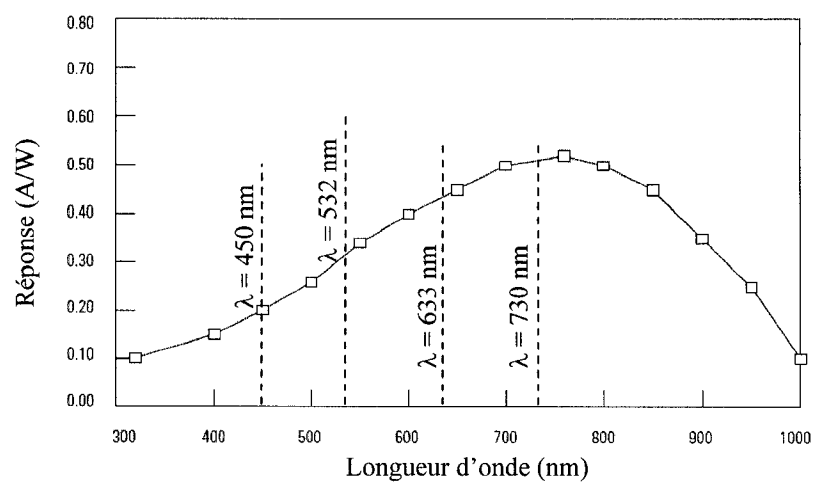


Figure 4.6 : Comportement de la photodiode en fonction de la longueur d'onde, selon le guide d'utilisation du fabricant.

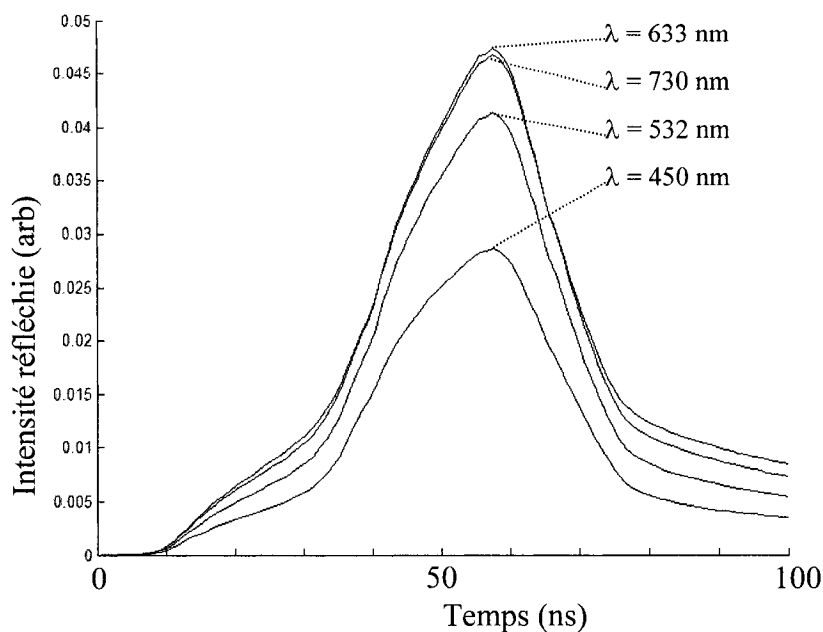


Figure 4.7 : Réponse en réflectivité pour différent laser sonde en tenant compte de la réponse de la photodiode aux différentes longueurs d'onde. Le silicium est fondu sur un rayon de $0,35 \mu\text{m}$ par une impulsion de 50 ns ayant une fluence de $0,85 \text{ J/cm}^2$.

4.3.4 - Oscilloscope

Toute variation de l'intensité du faisceau provoquera une variation du signal qui sera lue par un oscilloscope Agilent 54616B à 500 MHz. Le déclencheur de l'oscilloscope est relié au générateur de fonction de façon à déclencher l'acquisition au moment où l'impulsion est envoyée sur le silicium. Le signal est alors transféré à l'ordinateur pour être traité par *LabView*.

Chapitre 5 - Mesures expérimentales de fonte

Jusqu'ici, les bases théoriques de l'observation de la création d'une résistance diffusée ont été présentées, de même que le montage expérimental permettant d'y parvenir. La section suivante porte sur les mesures prises avec le montage dans différents cas et utilisant différents paramètres.

Les mesures sont séparées en premier lieu par le type d'impulsion utilisée. Les premières, effectuées avec des impulsions carrées, sont plus faciles à modéliser et à contrôler. Elles sont alors idéales pour faire des comparaisons avec le modèle théorique développé précédemment. La seconde section traite d'impulsions à amplitude variable, qui sont davantage utiles afin de contrôler la dynamique du processus de fonte et faciliter l'intégration industrielle de celui-ci. Chaque type d'impulsion fut utilisé sur différents types de substrats et les résultats de chacun d'eux sont discutés dans les sous-sections.

5.1 - Impulsion carrée

Des impulsions carrées ont été en premier lieu utilisées pour faire les tests, car cette forme d'impulsion est relativement facile à obtenir. De plus, la simplicité de celle-ci facilite les simulations et la corrélation des résultats théoriques avec les résultats expérimentaux.

Cependant, à cause des limites des instruments, l'impulsion générée n'a pas une forme parfaitement carrée, mais davantage une forme telle que présentée à la figure 5.1. Les temps de montée et de descente sont d'environ 10 ns et des déformations de courte durée sont présentes au début de celle-ci, mais elles sont relativement courtes par rapport à l'impulsion totale et peuvent être considérées comme négligeables.

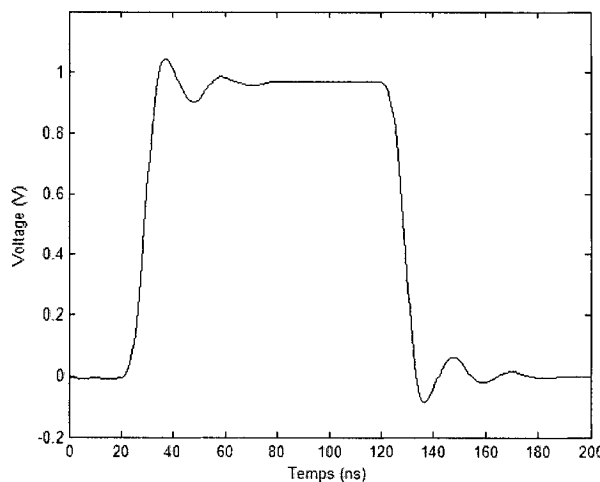


Figure 5.1 : Impulsion générée par le générateur. Elle n'est pas parfaitement carrée, mais présente des temps de montée et de descente de l'ordre de la dizaine de nanoseconde et des oscillations suivant les transitions.

5.1.1 - Silicium nu

Le silicium nu est particulièrement propice à la comparaison d'expériences avec la théorie, car il est simple de savoir quelle puissance arrive à la surface de celui-ci, réduisant ainsi le nombre de paramètres inconnus lors de la simulation. Cependant, un

désavantage significatif vient du fait que lors de la fonte, des déformations apparaissent à la surface. Ces déformations sont créées par des gradients de température à la surface du silicium qui entraînent des variations de la tension superficielle. Après solidification, une déformation, tel que schématisé à la figure 5.2, apparaît alors à la surface du silicium.

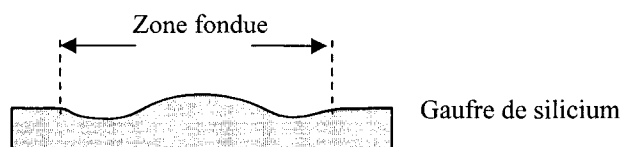


Figure 5.2 : Déformation à la surface d'une gaufre de silicium causée par des gradients de tension superficielle

Cette déformation cause des problèmes sur la prise de mesures, car la variation de l'intensité réfléchie n'est pas seulement fonction que de la température de la surface ou de la phase du silicium, mais devient en plus tributaire de la planéité de la zone traitée. Lorsque la déformation est trop grande, une proportion significative du faisceau sonde est réfléchi de part et d'autre de la région traitée et ne retourne pas dans l'objectif du microscope.

Ce phénomène peut être aisément observé sur des mesures de réflectivité prises lors d'une fonte drastique de la surface, tel qu'illustré à la figure 5.3. On observe que l'intensité réfléchie ne revient pas du tout au niveau initial, indiquant que des

modifications permanentes de la réflectivité de la surface ont eu lieu. La réflectivité inférieure suggère qu'une partie du faisceau sonde réfléchi est dispersé par les déformations. L'intensité finale est alors plus faible que l'intensité initiale. La figure 5.4 montre des mesures de réflectivité prises avec une impulsion de 1,2 W pour différents temps d'impulsion. On constate que la réflectivité finale ne revient pas à son niveau initial, indiquant des déformations permanentes. Il est cependant possible d'en tirer parti.

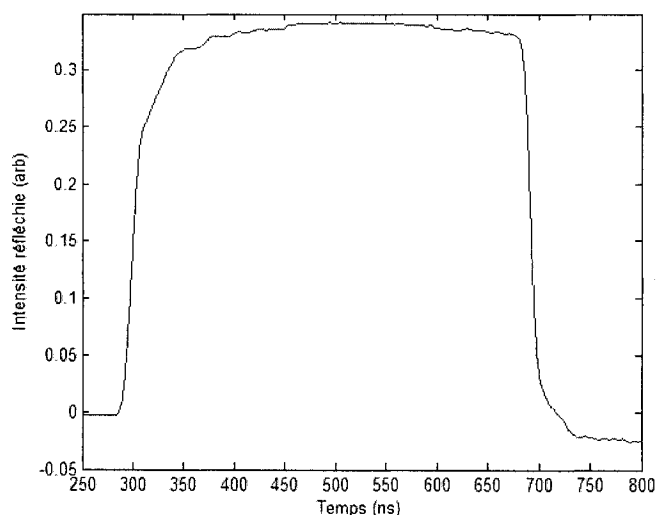


Figure 5.3 : Fonte drastique du silicium nu effectuée par une impulsion de 1,1 W sur 0,7 μm pendant 400 ns. L'intensité réfléchie après l'impulsion est plus faible que l'intensité initiale à cause des déformations présentes à la surface du silicium.

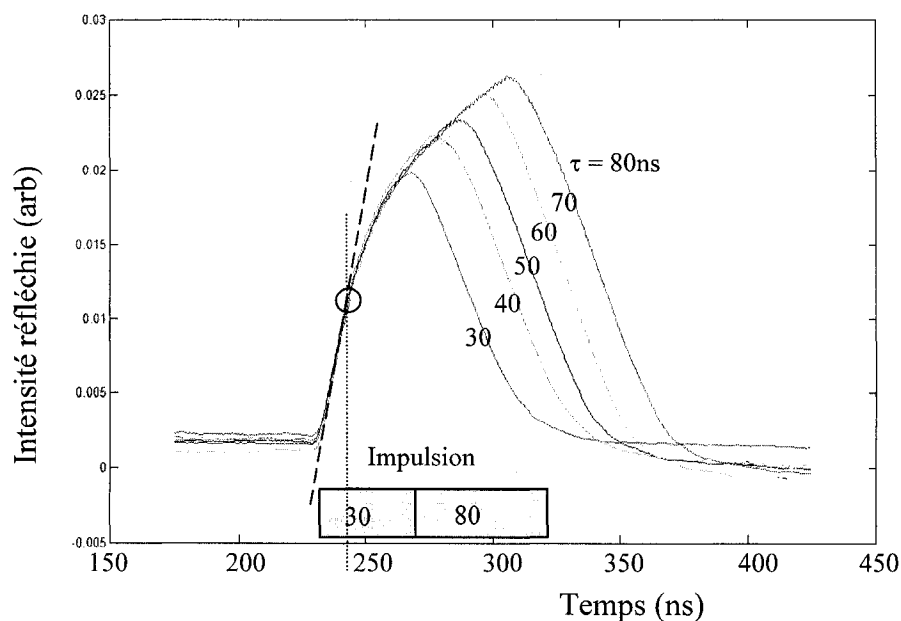


Figure 5.4 : Mesures de réflectivité prises en faisant fondre du silicium nu. Les différentes courbes ont été obtenues en faisant varier la durée d'une impulsion de 1,2 W dont le rayon au point focal est de $1,5 \mu\text{m}$. Le temps de changement de régime est indiqués sur le graphique par un points où les courbes de réflectivité s'écartent de leur première progression linéaire.

Des mesures de microscope à force atomique (AFM) de la surface nous permettent d'apprécier avec une grande précision les dimensions de la région fondue. Il y a en effet présence d'une brusque brisure dans la planéité de la surface sur le pourtour de la zone fondue. En balayant la surface à l'aide d'un AFM, il est donc possible de déterminer le diamètre de la région fondue avec une grande précision.

En prenant des mesures pour différentes intensités d'impulsion, il est possible de les comparer avec les diamètres théoriques, question d'ajuster et vérifier le modèle. Il

est aussi envisageable de déterminer par extrapolation le seuil de fonte du matériau, offrant ainsi un moyen supplémentaire de s'assurer de la validité du modèle. Ce seuil de fonte doit être le même pour les expériences et la simulation.

La figure 5.5 montre une mesure à l'AFM d'une surface de silicium irradiée pendant 80 ns par un faisceau laser de 1,2 W ayant un point focal de $0,9\text{ }\mu\text{m}$. On y voit une déformation semblable à un sombrero (Schwartz-Selinger, Cahill, Chen, Moon et Grigoropoulos 2001) qui est causée par la convection de Marangoni (Bäuerle 2000). Une mesure de diamètre est prise pour l'un des points d'irradiation. La figure 5.6 montre quant à elle un graphique du diamètre des zones fondues en fonction de la puissance utilisée et de la durée de l'impulsion laser pour des résultats expérimentaux et simulés numériquement. Les deux approches offrent des résultats se recoupant très bien. On constate que le diamètre augmente linéairement avec la fluence lorsque celle-ci n'est pas trop élevée. À plus haute intensité, il est possible que des courants de convections soient présents dans le silicium fondu et que ceux-ci modifient la dynamique de fonte, causant ainsi une différence entre les diamètres obtenus expérimentalement et numériquement.

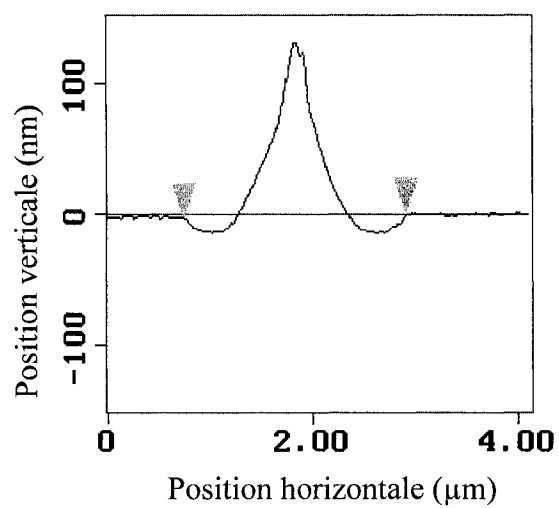


Figure 5.5 : Mesure à l'AFM d'une déformation causée par la fonte locale d'une surface de silicium. On voit la hauteur de la surface en fonction de la position horizontale lors d'un balayage horizontal de la surface déformée. La fonte a été effectuée par un laser de 1,2 W concentré sur un point focal de 0,9 μm pendant 80 ns.

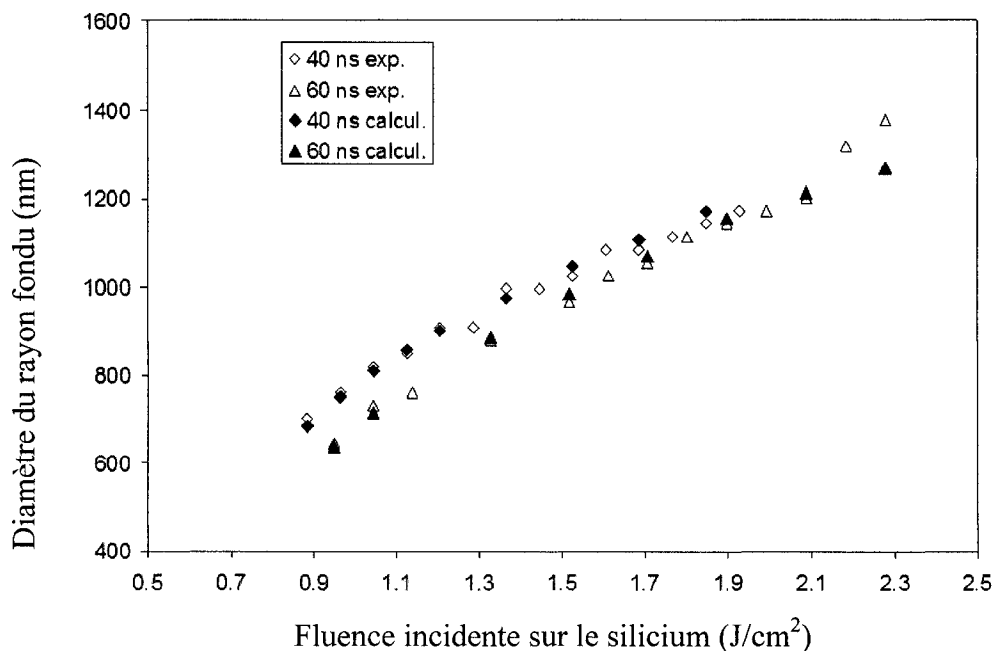


Figure 5.6 : Rayon des zones de silicium fondues par un laser de 0,9 μm de rayon. La figure montre des résultats expérimentaux (points blancs) et numériques (points noirs).

5.1.2 - Silicium recouvert d'oxyde

Les déformations de surface du silicium nu causées par des gradients de tension superficielle sont néfastes à la prise d'une mesure de réflectivité précise. Il est donc nécessaire de les éliminer afin d'avoir des mesures de réflectivité représentant bien la dynamique de fonte, sans que la dynamique de la déformation n'intervienne.

Il est possible d'y parvenir en ajoutant une couche d'oxyde de silicium à la surface de l'échantillon traité. En recouvrant la surface du silicium d'une couche de quelques microns de SiO_2 , le silicium ne peut plus se déformer en surface, rendant les

mesures de réflectivité dépendantes seulement de l'augmentation de température et du changement de phase, ceci en autant qu'on évite de faire fondre le SiO_2 . Cette couche, qui permet aussi de se rapprocher de la structure des circuits microélectroniques recouverts d'oxyde, n'a qu'un effet mineur sur l'intensité du laser de fonte et du laser sonde qui opèrent tout deux dans le spectre visible, pour lequel l'oxyde de silicium est transparent. Cependant, la faible réflexion sur la couche d'oxyde fait en sorte que l'intensité transmise est plus difficile à déterminer, car elle devient tributaire des réflexions sur les interfaces oxyde-air et oxyde-silicium qui peuvent varier en fonction du type d'oxyde et de son épaisseur.

La figure 5.7 montre plusieurs mesures de réflectivité prises au même endroit et juxtaposées l'une par-dessus l'autre. On observe, par opposition à la mesure prise sur du silicium nu, que l'intensité réfléchie retourne au même niveau, indiquant que l'état final de l'échantillon est pratiquement le même que son état initial et que le traitement effectué n'a causé aucun bris de structure.

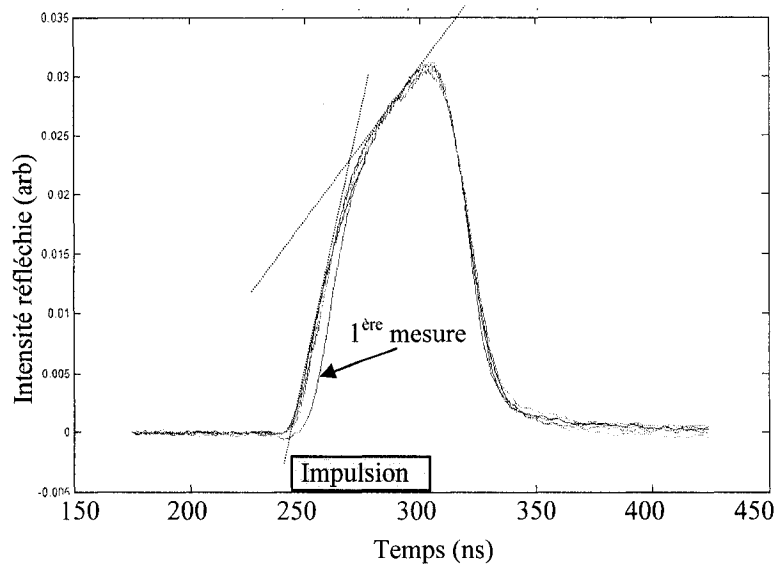


Figure 5.7 : Test de reproductibilité : plusieurs impulsions ($P = 1,2 \text{ W}$, $w_0 = 1,5 \mu\text{m}$, $t=60 \text{ ns}$) ont été envoyées au même endroit afin de déterminer si la réflectivité changeait de l'une à l'autre. La flèche indique la première impulsion qui est légèrement différente des suivantes.

Une légère diminution lors de la première impulsion (indiquée par une flèche) qui fut reproduite au cours d'expériences semblables suggère néanmoins qu'il y a eu une altération de l'interface. Cette altération peut être causée par la diffusion de l'oxyde dans le silicium ou encore par la création de défauts. Cette hypothèse est possible en prenant le fait que le silicium liquide est moins dense que le silicium solide, passant de $2,32 \text{ g/cm}^3$ à $2,52 \text{ g/cm}^3$ lors de la fonte. Ainsi, en se liquéfiant, celui-ci diminuerait de volume, créant quelques contraintes à l'interface.

En analysant cette première impulsion davantage en détails, on observe que le décalage de cette courbe survient uniquement au début de l'impulsion, lorsque le

silicium n'a pas encore fondu. Ainsi, ce faible décalage serait révélateur du temps de fonte du silicium. En prenant le seuil de fonte comme étant approximativement le temps où la première courbe de réflectivité rejoint le tracé des suivantes, on constate que celui-ci survient environ lors du changement de pente (les deux pentes de la réflectivité sont indiquées par des droites pointillées). Cette particularité laisse suggérer qu'il est possible que le changement de régime soit attribuable à l'apparition de déformation lors de la fonte, pouvant être causée par la diminution du volume occupé par le silicium fondu. Cette brusque diminution pourrait engendrer des altérations de l'interface lors de la première fonte, appuyant l'hypothèse des déformations lors de la fonte. Les autres impulsions du graphique ont quant à elles la même réponse en réflectivité, impliquant que l'état de l'interface reste stable dans le temps pour les impulsions ultérieures. Il serait intéressant d'approfondir cette hypothèse par des observations au microscope à transmission.

Il est intéressant de comparer les déformations engendrées par la diminution de volume et les déformations de Marangoni. Ces dernières, comme nous l'avons vu à la section 5.1.1, peuvent facilement atteindre 50 nm. Elles sont alors beaucoup plus grandes que les déformations causées par une augmentation de la masse volumique du silicium lors de sa fonte, qui seraient inférieures à 10 nm. Ainsi, les déformations de Marangoni devraient provoquer une variation beaucoup plus significative de la réflectivité. Nous allons pouvoir voir leur effet plus loin.

Une étude en puissance et en durée a été effectuée sur ce type d'échantillon. Pour une durée d'impulsion précise, la puissance du laser de fonte fut augmentée. De même manière, pour une certaine puissance, des impulsions de durées différentes furent étudiées.

La figure 5.8 montre les résultats obtenus dans le premier cas. On observe que lors de l'augmentation de la puissance, la pente initiale de la mesure de réflectivité augmente, indiquant que la fonte est plus rapide et que la vitesse de l'interface solide-liquide radiale augmente avec la puissance. On observe aussi bien sûr que l'intensité totale réfléchie est plus grande, indiquant une plus grande région fondue.

Un point important à noter est qu'il n'y a aucun bris dans la courbe pouvant suggérer le début ou la fin de la fonte, comme pourraient le laisser suggérer les simulations. Cette différence est probablement causée par le bruit élevé présent sur les mesures, qui comme nous l'avons vu plus haut, est causé par le laser hélium-néon et les interférences électriques du montage. Les mesures sont alors filtrées par l'oscilloscope et filtrées numériquement afin de les épurer du bruit qui peut s'élever jusqu'à la moitié de la valeur maximale mesurée. Il va sans dire qu'une faible variation causée par la fonte serait probablement éliminée par les filtres.

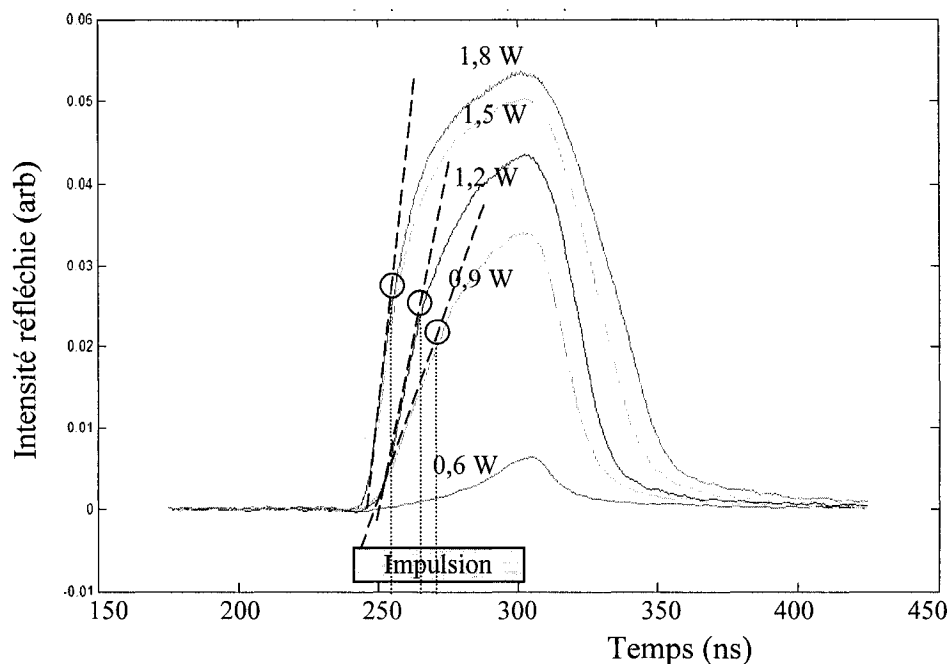


Figure 5.8 : Mesures de réflectivité prises en faisant fondre du silicium recouvert de SiO_2 . Les différentes courbes ont été obtenues en faisant varier la puissance d'une impulsion de 60 ns dont le rayon au point focal est de $1,5 \mu\text{m}$. Trois temps de changement de régime sont indiqués sur le graphique par les points où les courbes de réflectivité s'écartent de leur première progression linéaire.

Il est cependant très révélateur de noter que la pente de la courbe diminue à un certain point et ce, pendant la durée l'impulsion. Cette diminution de la pente peut être causée par deux facteurs différents. Premièrement, il est possible que la région fondue atteigne une dimension se rapprochant à celle du faisceau sonde. Il en résulterait alors une saturation de l'intensité réfléchie. Toutefois, nous avons vu au chapitre précédent que pour les dimensions du faisceau sonde utilisées, nous sommes loin d'obtenir

saturation. De plus si tel était le cas, cette saturation surviendrait à une intensité réfléchie constante, égale à la réflexion quasi-totale du faisceau sonde, or nous observons l'inverse sur la figure 5.8. La variation de la pente survient à un niveau de réflexion augmentant avec la puissance de fonte utilisée. Elle serait alors reliée à une particularité de la fonte. Cette particularité peut être causée par des déformations de la surface du silicium ou encore par le changement de la vitesse de fonte discuté à la section 2.3.

La figure 5.9 montre quant à elle les résultats obtenus pour une puissance constante de 1,8 W, qui est une puissance avoisinant la puissance nécessaire au traitement des résistances diffusées. On observe que la montée des courbes de réflectivité est la même pour chacune d'elles (mis à part une légère différence causée par un alignement vertical imparfait pour les différentes impulsions), ce qui est normal car elles sont, pour la première partie du traitement, toutes soumises aux mêmes conditions. On observe que pour les temps de fonte plus grands, la courbe de réflectivité ne revient pas à son niveau initial, témoignant d'une déformation permanente présente sur la région traitée. Cette déformation est sans doute causée par une fonte de l'oxyde recouvrant le silicium et une déformation de la structure.

Il est intéressant de noter que la forme générale des courbes de réflectivité avec du SiO_2 de la figure 5.9 ne diffère pas significativement de la courbe de la figure 5.4, indiquant que les déformations de Marangoni n'ont pas un effet très grand sur la

réflectivité. En effet, l'amplitude de la variation est donnée par l'écart entre l'intensité finale et l'intensité initiale. Ainsi, l'hypothèse voulant que le changement de régime soit relié à une déformation de quelques nanomètres causée par la différence de masse volumique entre le silicium solide et le silicium liquide est peu probable.

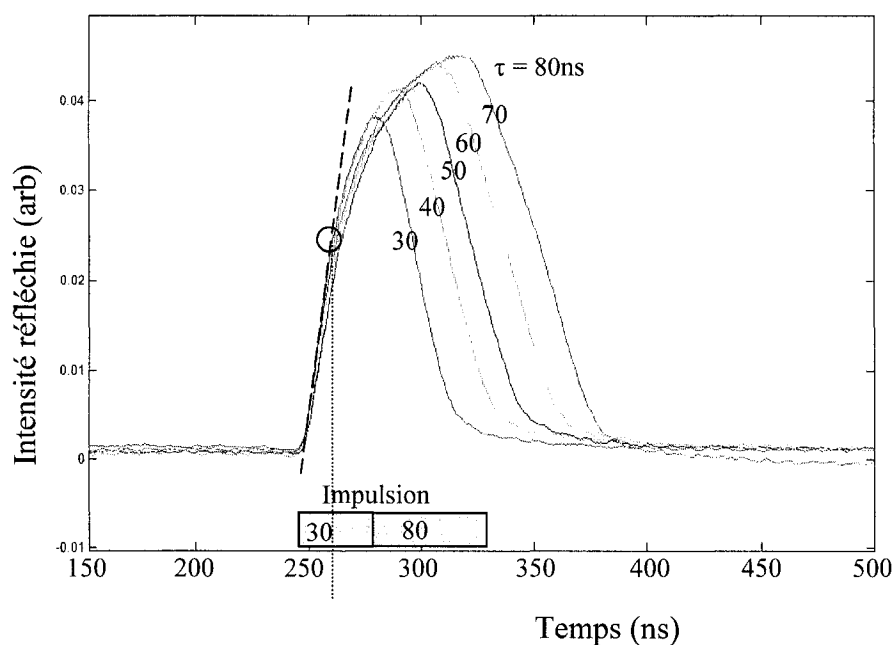


Figure 5.9 : Mesures de réflectivité prises en faisant fondre du silicium recouvert de SiO_2 . Les différentes courbes ont été obtenues en faisant varier la durée d'une impulsion de 1,8W dont le rayon au point focal est de $1,5 \mu\text{m}$. Le temps de changement de régime est indiqués sur le graphique par un points où les courbes de réflectivité s'écartent de leur première progression linéaire.

Si on continue notre étude du point de changement de régime, on constate que celui-ci est le même pour des temps d'impulsions différents, ce qui est trivial étant

donné que le début des impulsions est identique. Ainsi, celui-ci est directement lié à l'intensité laser. À partir du temps pris pour atteindre ce changement de régime, il serait donc possible de déterminer l'intensité laser atteignant le silicium. La figure 5.10 nous montre en fait que le délai d'atteinte du changement de régime est directement relié à l'inverse de l'intensité utilisée. La pente obtenue pour un graphique log-log, qui est très près de l'unité, suggère que la relation $t_{ch} \propto 1/I_0$ est valide.

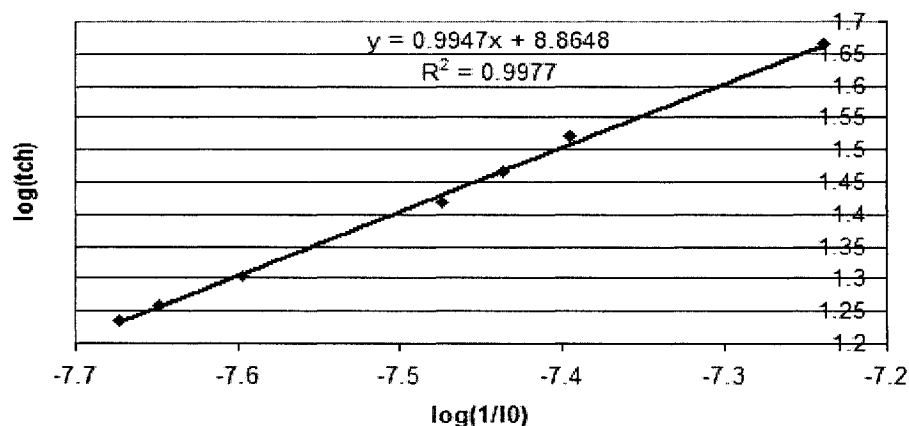


Figure 5.10 : Délai de l'apparition du changement de régime (t_{ch}) tracé en fonction de l'inverse de l'intensité laser utilisée ($1/I_0$). Les tests ont été effectués sur du silicium nu, en utilisant un faisceau de rayon focal de $0,7 \mu\text{m}$.

Ce graphique peut donc nous donner beaucoup de renseignements sur la puissance laser incidente sur le silicium. Même si celui-ci est recouvert d'oxyde, la transition liée à un changement de régime devrait être la même puisque l'oxyde non conducteur n'affecte pas la distribution de la chaleur pour ces temps très courts.

La figure suivante vise à établir un lien entre le changement de régime de réflectivité et la variation de la vitesse de fonte introduite à la section 2.3 (figure 2.4). Les temps de changement de vitesse de fonte obtenus numériquement ont été tracés en fonction de l'inverse de l'intensité. On obtient encore une fois une pente très près de l'unité, montrant une très bonne corrélation entre les résultats expérimentaux et numériques. Ce résultat serait donc en faveur de l'hypothèse voulant que la variation du régime de réflectivité soit reliée à la variation de la vitesse de fonte.

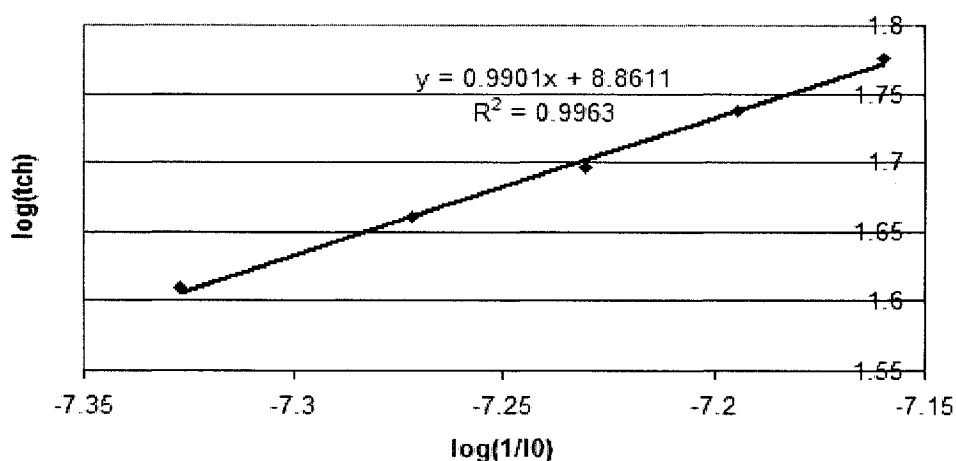


Figure 5.11 : Délai de l'apparition du changement de vitesse de fonte (t_{cvf}) tracé en fonction de l'inverse de l'intensité laser utilisée ($1/I_0$). Les simulations ont été effectuées en utilisant un faisceau de rayon focal de $0,7 \mu\text{m}$.

Comme il a été montré au cours de recherches précédentes (Degorce, Gillet, Magny et Meunier 2005), pour des temps d'impulsion courts, la fonte suit un modèle unidimensionnel et le rayon fondu r suit la loi $r^2 \propto \ln(I_0 \tau^{1/2})$. Ainsi, si le temps de

changement de la vitesse de fonte t_{cvf} est lié au changement de régime de réflectivité, il devrait être possible de calculer le rayon atteint lors du changement de régime de réflectivité. À cet instant, l'impulsion ayant atteint le silicium sera égale au temps de changement de régime de réflectivité, qui est défini par le temps entre le début de l'impulsion et la variation de la pente de la réflectivité. En sachant l'intensité incidente sur le silicium, le rayon fondu peut alors être connu et la figure 5.12 montre que c'est le cas.

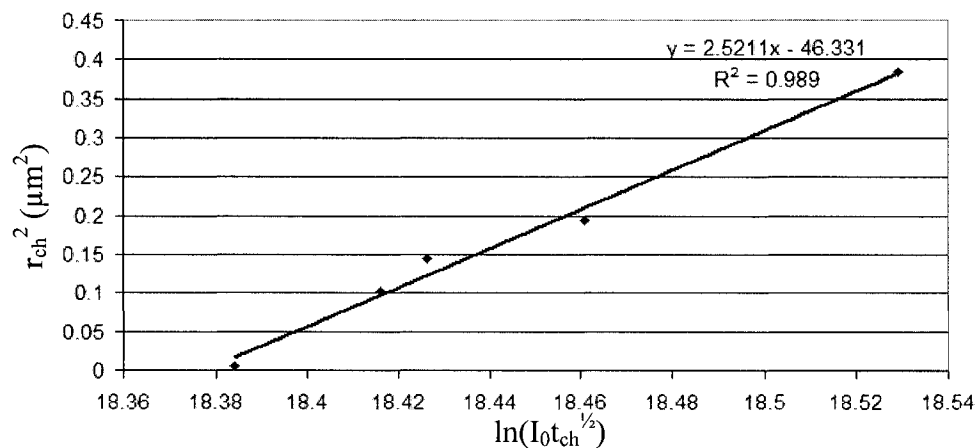


Figure 5.12 : Rayon fondu au changement de régime (r_{ch}) au carré en fonction de l'intensité incidente sur le silicium (I_0) et du temps de changement de régime t_{ch} . Les simulations ont été effectuées avec un rayon focal de $0,7 \mu m$.

Il est maintenant possible de combiner les relations issues des deux dernières figures pour trouver le rayon obtenu directement à partir du temps de changement de

régime de réflectivité. En prenant la relation introduite à la figure 5.10, où m_1 est une pente :

$$t_{ch} = \frac{m_1}{I_0} \quad (5.1)$$

il est possible de la combiner avec la relation de la figure 5.12, où m_2 est une pente issue de la seconde droite et b_2 est son ordonnée à l'origine :

$$r_{ch}^2 = m_2 \ln(I_0 t_{ch}^{1/2}) + b_2 \quad (5.2)$$

pour trouver le rayon fondu au changement de régime en fonction du temps de changement de régime par la relation

$$r_{ch}^2 = m_2 \ln\left(\frac{m_1}{t_{ch}^{1/2}}\right) + b_2. \quad (5.3)$$

Dans cette relation, m_1 , m_2 et b_2 sont caractéristiques du rayon focal utilisé ainsi que du matériau et peuvent donc être trouvés pour des conditions expérimentales constantes.

Il est évident que le rayon au changement de régime n'est pas le rayon maximal obtenu lors de la fonte. La détermination de ce dernier est beaucoup plus complexe, car elle nécessite l'évaluation de l'intensité maximale de la réflectivité, qui est tributaire de

la température du silicium solide, du changement de phase, ainsi que d'autres facteurs expérimentaux tels que les déformations causées par le changement de volume du silicium ou par la diffraction du faisceau sur la surface fondue, qui peut être plus petite que la longueur d'onde du faisceau sonde. Il semble alors beaucoup plus fiable d'utiliser des caractéristiques telles que le changement de régime qui ne sont pas issues de la mesure d'une valeur absolue précise, mais plutôt d'un changement de comportement qui plus facilement détectable.

5.2 - Impulsion à paliers : vers une fonte mieux contrôlée

Les techniques de fontes traitées jusqu'ici ont en commun qu'elles utilisent un type d'impulsion relativement simple, ce qui a pour avantage d'être plus facile à contrôler et à simuler. Cependant, même si ces impulsions permettent de modifier les résistances de manière efficace, la fonte des dispositifs reste très peu contrôlée. Le dispositif est ainsi destiné à fondre et se solidifier de manière quelque peu rigide. Le budget thermique utilisé n'est pas du tout optimisé, pouvant donner lieu à des phénomènes destructifs néfastes (Von Allmen 1995) (Bäuerle 2000), tel que la création de dislocations autour de la région traitée.

Ce phénomène suggère qu'il serait avantageux de minimiser le nombre d'impulsions effectuées sur la région traitée. Pour ce faire, il serait judicieux de faire fondre la résistance pendant une plus longue période. Cependant, maintenir la région fondue dans un état stable revient à équilibrer exactement les flux d'énergie entrant et

sortant du dispositif, ce qui est pratiquement impossible à cette échelle et avec le degré d'incertitude relié à la fabrication des dispositifs. Il est cependant possible d'ajuster l'impulsion afin d'améliorer la dynamique de la fonte et de la faire tendre vers une dynamique davantage appropriée.

Une telle modification peut être atteinte en variant l'intensité de l'impulsion dans le temps. Afin d'apprécier l'impact qu'une telle variation peut avoir sur la dynamique de fonte, une variation simple fut envisagée. L'impulsion fut divisée en deux sections, tel qu'illustré à la figure 5.13. Dans un premier temps, l'impulsion sert en majeure partie à faire fondre le silicium et créer un micro bassin de silicium fondu dans lequel les dopants diffuseront. L'intensité utilisée doit alors être diminuée, car le flux d'énergie apporté au silicium, qui est suffisant pour le faire fondre, est beaucoup trop grand pour être maintenu pendant une longue période de temps. Le silicium deviendrait alors assez chaud pour faire fondre la couche d'oxyde le recouvrant et pourrait même s'évaporer. Il est alors nécessaire de diminuer la puissance afin de réduire le flux d'énergie entrant et le rendre inférieur au flux sortant. Il serait ici idéal d'ajuster l'intensité afin que les deux flux soient exactement égaux pour le reste de l'impulsion, mais un tel cas est pratiquement impossible à réaliser, non seulement parce que la marge d'erreur serait très faible, mais aussi parce que le flux sortant varie dans le temps tout au long du processus, celui-ci dépendant des gradients thermiques qui tendent à diminuer avec le temps. On essaiera donc de diminuer suffisamment l'intensité afin d'être certain que le flux entrant est assez petit pour initier une solidification pendant le reste de l'impulsion.

Dans le cas du traitement d'un circuit microélectronique, il serait important de très bien contrôler l'évolution de la fonte, car il pourrait en résulter facilement en une destruction du circuit. Si l'apport énergétique est trop grand, il pourra y avoir une fonte des diélectriques, causée par une température dépassant le point de fusion du SiO_2 . De plus, il y a risque de perçage du puits de polarisation si la région fondue devient trop profonde.

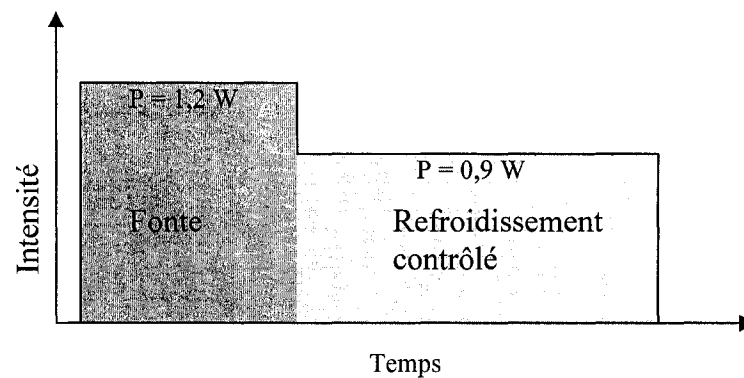


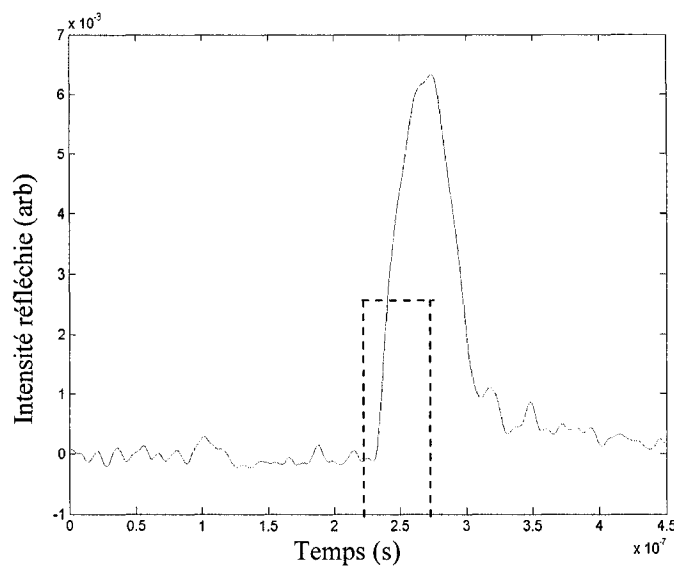
Figure 5.13 : Impulsion à plusieurs niveaux d'intensité permettant d'obtenir un meilleur contrôle sur le refroidissement du silicium.

5.2.1 - Contrôle du temps de fonte

Tel qu'il a été mentionné, l'un des buts de la modulation de l'intensité de l'impulsion est de prolonger le temps pendant lequel le silicium est fondu, de manière à minimiser le budget thermique utilisé. Cette augmentation du temps de fonte peut être facilement mesurée par la technique de mesure de réflectivité *in situ* employée jusqu'ici.

Si le silicium fond pendant une plus grande période de temps, la réflectivité restera maximale pendant une plus grande période de temps. La figure 5.14a montre la réponse en réflectivité pour une impulsion carrée simple, illustrée à droite de celle-ci. La figure 5.14b montre quant à elle la réflectivité obtenue suite à l'utilisation de l'impulsion montrée à sa droite, constituée de deux paliers d'intensité différente. On constate que la fonte s'est prolongée, comme en témoigne l'augmentation de la durée du signal mesuré.

(a)



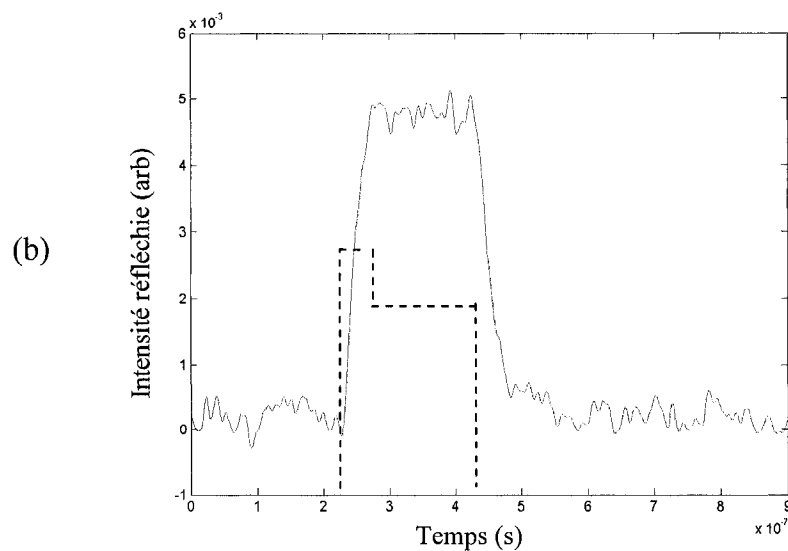


Figure 5.14 : Différence dans la réflectivité lors de l'utilisation d'une impulsion normale de 50 ns (a) et en lui ajoutant un palier de 150 ns à $P=75\%$ (b). Les impulsions sont faites à une puissance à 100% de 1,2 W sur un point focal de $0,7 \mu\text{m}$ de rayon.

Des tests semblables ont été effectués à d'autres intensités afin de déterminer l'effet de l'intensité utilisée au second plateau. Les tests ont montré qu'une certaine marge de manœuvre de l'ordre de la dizaine de pourcent existe avant que l'intensité réfléchie décroisse abruptement ou qu'il y ait une fonte trop brutale de la surface et que l'intensité augmente de façon continue. La figure 5.15 montre justement ce qui se passe si l'intensité de l'impulsion du second plateau est la même que celle du premier. La fonte du silicium progresse sans se stabiliser, faisant progresser la fonte de manière explosive et risquant d'abîmer les circuits.

Ainsi, pour maintenir la région fondue de façon stable, il faudrait idéalement une boucle de rétroaction afin d'asservir la région fondue. Il est toutefois important de noter qu'une boucle de rétroaction basée utilisant la mesure de la réflectivité stabilisera la surface fondue, mais pas la profondeur, qui aura tendance à augmenter. Il est donc important, dans le développement d'une telle technique, d'étudier la progression de la profondeur de la cuvette lorsque sa largeur est maintenue constante. Il est aussi à noter que le modèle numérique n'est actuellement pas fiable pour des impulsions au-delà de 80 ns, à cause entre autres de la convection de Marangoni affectant la dissipation de la chaleur et qui n'est pas prise en compte.

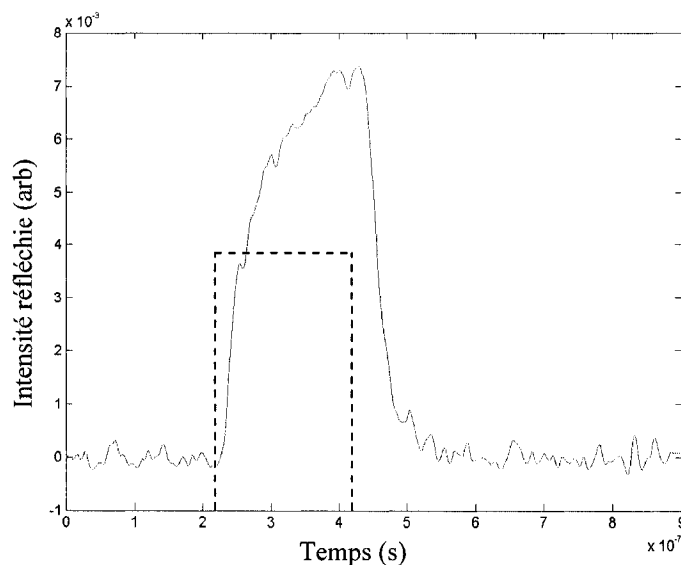


Figure 5.15 : Intensité réfléchie lorsque le premier palier est à la même intensité que l'impulsion initiale de 1,2 W. On obtient ainsi une impulsion constante de 200 ns sur un point focal de 0,7 μm .

5.2.2 - Contrôle de la vitesse de recristallisation

Le second point analysé avec des impulsions à plusieurs paliers est la vitesse de l'interface entre la région fondue et la région solide lors de la recristallisation. Tel que mentionné plus haut, les simulations numériques ont démontré que les vitesses de recristallisation horizontales atteignaient des valeurs de l'ordre de 30 m/s. Des études ont montré que des vitesses allant au-delà de quelques m/s peuvent entraîner la création de défauts (Nishihira et Motooka 2002). Il serait alors pertinent de diminuer la vitesse de solidification par l'utilisation d'une impulsion à plusieurs paliers.

La réduction de la vitesse de solidification implique l'ajout d'un palier d'intensité suffisamment faible à la fin de l'impulsion. Ce palier devra être assez élevé pour maintenir un apport d'énergie significatif à la région traitée, mais cette énergie sera insuffisante pour maintenir cette région fondue, ou trop retarder la recristallisation.

La figure 5.16 montre le profil de l'intensité réfléchie lors du contrôle de la recristallisation par un palier de puissance suffisamment faible. On observe que la réflectivité met environ deux fois plus de temps pour revenir à son intensité initiale qu'à la figure 5.14a qui montre la fonte issue d'une impulsion carrée.

La phase de refroidissement, s'étalant de façon uniforme sur une distance deux fois plus grande lors de l'utilisation d'un palier de recristallisation suggère donc que la vitesse de recristallisation est réduite environ de moitié, permettant une meilleure

crystallisation et une diffusion des dopants prolongée. Il est à noter que l'ajout d'un tel palier à la suite de l'impulsion est très simple à réaliser et peut être fait sans modifier aucunement le montage actuel sans aucun coût ou temps de procédé supplémentaire.

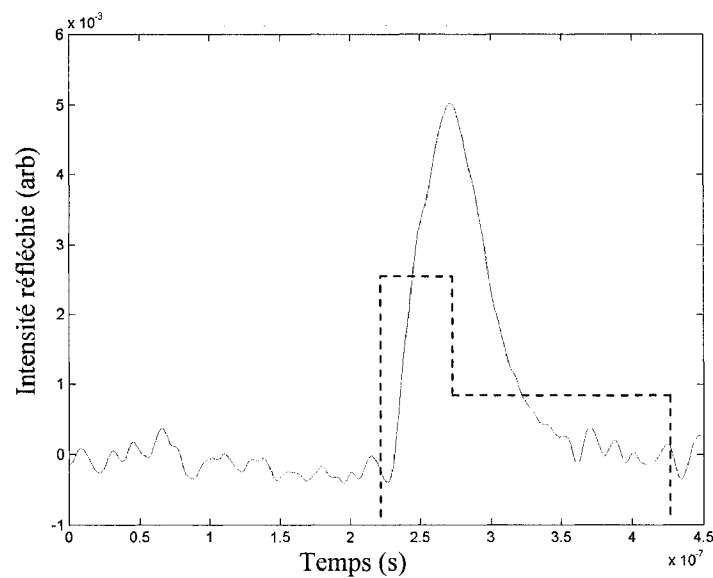


Figure 5.16 : Intensité réfléchie lors de l'ajout d'un palier au cours duquel l'intensité du laser de fonte diminue de 80%. La puissance laser utilisée est de 1,2 W sur 0,7 μm . Le premier palier est de 50 ns et le second de 150 ns.

La figure 5.17 nous montre quant à elle la simulation de l'évolution de l'interface solide-liquide lors de l'ajout d'un même palier à 20% de l'intensité maximale. On y constate une augmentation semblable dans la durée de la solidification, celle-ci passant de 15 ns à 24 ns. La pente moins abrupte lors de la solidification indique aussi une

crystallisation plus douce. Le graphique des vitesses montre qu'elles ont diminué d'environ 30% lors de la recristallisation.

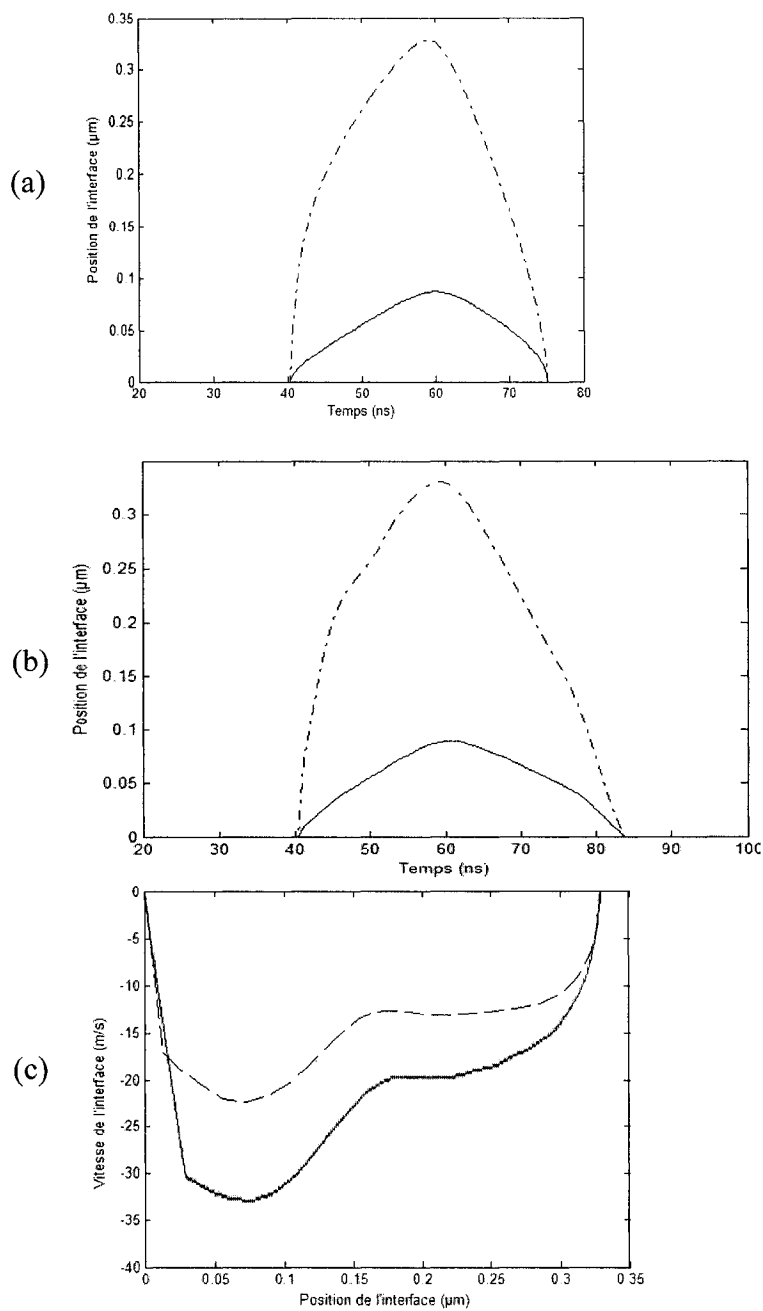


Figure 5.17 : Évolution de l'interface solide-liquide horizontalement à la surface (pointillé) et verticalement au centre (ligne pleine) lors de la fonte. La figure (a) est le résultat d'une impulsion laser de 50 ns et d'une fluence de $0,85 \text{ J/cm}^2$. La figure (b) est obtenue en ajoutant un palier de

150 ns à 20% la suite de l'impulsion précédente. La figure (c) trace les vitesses des interfaces horizontales avec (pointillé) et sans (ligne pleine) l'ajout du plateau à la suite de l'impulsion.

5.2.3 - Limites

Tel qu'il a été mentionné plus haut, une stabilisation parfaite de la région fondue par la méthode présentée dans cette section est pratiquement impossible à réaliser. Cette impossibilité origine du fait qu'il est utopique de penser qu'il est possible de déterminer *a priori* le profil de l'impulsion à envoyer afin d'assurer une fonte stable. L'apport et l'évacuation de l'énergie dépendent de trop de paramètres, tels que le type de diélectrique utilisé, ainsi que leur épaisseur, qui peuvent influencer tant sur l'intensité du faisceau incident que sur la vitesse à laquelle la chaleur peut s'évacuer. Il en va de même pour le substrat utilisé, le dopage de celui-ci ou la structure environnante qui peuvent tous modifier les gradients de température présents et ainsi modifier l'apport d'énergie nécessaire. Même s'il était possible de déterminer tous ces paramètres avec exactitude pour un circuit, ceux-ci peuvent varier de façon significative lors des procédés de fabrication de TSMC, rendant les mêmes tests complètement non reproductibles sur d'autres circuits.

Une stabilisation de la région fondue requiert une tout autre approche, basée sur l'analyse dynamique de la fonte et l'ajustement continu de la puissance incidente par un circuit de rétroaction. Un tel montage doit être très rapide, de façon à s'adapter en quelques nanosecondes au nouvel état de fonte du matériau. Le montage actuel, tel que

nous l'avons vu plus haut, comporte de nombreux délais, dont le MAO qui rendent une telle vitesse de réaction pratiquement irréalisable. Pour y parvenir, un modulateur électro-optique devrait être envisagé, celui-ci ayant des temps de réponse plus petit que son homologue acoustique. Il deviendrait aussi nécessaire de minimiser les distances physiques parcourues par les rayons lumineux, car la vitesse de la lumière étant malheureusement limitée, elle ne peut que parcourir en une nanoseconde qu'environ 30 cm, rendant les quelques mètres de trajets actuels un périple très long et peu optimal.

Il pourrait aussi être possible de calibrer au préalable le traitement à l'aide d'une impulsion faisant fondre très peu la région à traiter ou une région du circuit spécialement attitrée à cette fin. L'analyse de la courbe de réflectivité qu'on en retirerait pourrait alors être utilisée pour calibrer le traitement lors de la fonte contrôlée.

Chapitre 6 - Conclusion

L'objectif de ce mémoire était le développement d'une mesure *in situ* permettant d'extraire des informations sur la région fondue par un laser focalisé sur une surface de silicium. Cette mesure, non invasive, pourra prochainement être jumelée à la création d'une résistance diffusée au laser (Meunier, Gagnon, Lacourse, Savaria et Cadotte 2001).

Les mesures prises peuvent varier grandement selon le laser utilisé. Les mesures de réflectivité pour deux longueurs d'onde seront différentes, car les propriétés du silicium en sont tributaires et elles réagissent de manière différente au parcours optique qui leur sont imposé, particulièrement lors de leur focalisation par un objectif de microscope. Des simulations ont ainsi été faites de façon à déterminer quelle longueur d'onde offrait le plus d'avantages. Il en a été conclu que le laser HeNe à 632 nm était particulièrement intéressant, car il offre une bonne performance à faibles coûts et permet d'observer la dynamique de la région fondue avec suffisamment de précision pour qu'elle puisse être utilisée afin de valider des calculs numériques. La région couverte par celui-ci, environ deux fois plus large que la région fondue, évite une saturation de la réflectivité causée par la réflexion totale du faisceau. Une dynamique acceptable de la réflectivité en fonction de l'évolution de la région fondue est alors conservée. De plus, en s'assurant que le faisceau sonde est plus grand, on évite une convolution entre l'intensité de celui-ci et la réponse en réflectivité, rendant les mesures plus faciles à analyser et constantes pour des rayons fondus différents.

Un petit faisceau dont le rayon est environ trois fois plus petit que la région fondue est cependant intéressant pour déterminer avec une plus grande précision les temps de fonte et de cristallisation. La réflectivité sature très vite lors de la fonte, montant les changements de phase par une augmentation et une diminution presque instantanées.

En combinant les mesures de réflectivité avec les résultats de simulations numériques effectuées par Degorce et al. (Degorce, Gillet, Magny et Meunier 2005), il fut possible d'introduire le temps de changement de régime de réflectivité, caractérisé par une diminution de la pente de la courbe de réflectivité. Ce temps de changement de régime, qui peut être facilement détecté par les mesures de réflectivité, se révèle être inversement proportionnel à l'intensité laser utilisée lors du traitement. Il permet donc d'identifier l'intensité incidente sur le silicium, qui peut être enfoui sous plusieurs couches de diélectriques dont la fonction de transfert est inconnue.

La cause de ce changement de régime est pour l'instant inconnue, mais deux hypothèses sont plausibles. Premièrement, il est possible que cette variation soit issue d'une déformation temporaire de la surface réfléchissante, causée par une diminution du volume occupé par la cuvette fondue lorsque celle-ci fond. Nous avons vu que les courbes de réflectivité laissent supposer que des déformations permanentes apparaissent à la surface du silicium. Il est alors possible d'envisager que ces déformations soient

engendrées par des contraintes issues de la variation de la masse volumique du silicium lors de sa fonte.

Deuxièmement, ce changement de régime pourrait être relié à la variation de la vitesse de l'interface solide-liquide. Nous avons démontré que le profil de la courbe de réflectivité et le profil de la progression de l'interface sont relativement semblables. De plus, les temps de changement de régime et de variation de vitesse sont tous deux proportionnels à l'inverse de l'intensité incidente sur la surface.

En se basant sur cette seconde hypothèse, les rayons fondus au temps de changement de régime ont été calculés numériquement et corrélés avec succès au modèle de fonte unidimensionnel selon lequel le rayon fondu r_f est relié à l'intensité de l'impulsion I_0 et à la durée de celle-ci τ par la relation $r_f^2 = \ln(I_0\tau^{1/2})$. En utilisant cette relation combinée à la relation entre le temps de changement de régime et l'intensité incidente, il est possible d'assurer qu'un rayon fondu minimal a été atteint uniquement par la mesure de réflectivité.

Les simulations montraient aussi que les vitesses de recristallisation pouvaient être très rapides. Une forme d'impulsion permettant de réduire la vitesse de recristallisation fut alors étudiée. En ajoutant un palier d'intensité inférieure à l'impulsion faisant fondre le silicium, les vitesses de recristallisation peuvent diminuer

facilement de moitié, améliorant la diffusion des dopants et diminuant le risque de création de défauts par une recristallisation trop brusque.

La possibilité d'une fonte de durée contrôlée fut également étudiée en augmentant le palier contrôlant la recristallisation de façon à rendre la réponse en réflectivité stable dans le temps. Il fut démontré que la réflectivité se stabilisait, témoignant d'un état de fonte stable dans le temps. Cependant, de plus amples recherches sur la structure du silicium obtenue devront être faites, de manière à montrer que la fonte est de qualité et que les diélectriques entourant la surface traitée ne sont pas affectés.

Finalement, ce mémoire a permis d'obtenir des mesures de réflectivité pouvant être utilisées afin de caractériser la région fondue. Elles ne permettent pas encore d'obtenir un contrôle en temps réel de la valeur de la résistance, mais permettent de retirer suffisamment d'information pour connaître l'intensité laser incidente sur le silicium et pour s'assurer que la région a fondu et qu'un certain rayon a été atteint. Des travaux plus approfondis sur les impulsions à plusieurs paliers pourraient être très intéressants. Étant donné que le rayon fondu au temps de changement de régime dépend de la largeur du point focal du faisceau Nd :YAG, il serait possible de déterminer un rayon fondu devant être atteint, ajuster le point focal approprié offrant le rayon voulu au point de changement de régime et stabiliser la fonte à cet endroit. De cette manière, les dimensions fondues et le temps de fonte seraient entièrement contrôlés.

Références

- AUSTON, D.H., GOLOVCHENKO, J.A., SIMONS, A.L., SLUSHER, R.E. 1979. "Dynamics of laser annealing". *Laser-Solid Interactions and Laser Processing*. Sous la direction de S.D. FERRIS, J.M. POATE. New-York : AIP. P. 11.
- BRUINES, J.J.P., VAN HAL, R.P., BOOTS, H.M.J., SINKE, W. 1986. "Direct observation of resolidification from the surface upon pulsed-laser melting of amorphous silicon". *Appl. Phys. Lett.* 48: 1252.
- BÄUERLE, D. 2000. *Laser Processing and Chemistry*. Berlin : Springer.
- CADOTTE, M. 2001. "Détermination de la zone de silicium fondue par un laser focalisé". Anon. École Polytechnique de Montréal.
- CANTER, J.M., CHAPMAN, G.H., MATHUR, B., NAIMAN, M.L., RAFFEL, J.I. 1986. "A Laser-induced Ohmic Link for Wafer-scale Integration in Standard CMOS Processing". *IEEE Transactions on Electron Devices*. 33:11. 1861.
- CHAOUI, N., SIEGEL, J., SOLIS, J., AFONSO, C.N. 2001. "Reflectivity of crystalline Ge and Si at the melting temperature measured in real time with subnanosecond temporal resolution". *J. Appl. Phys.* 89:3763.
- COHEN, S.S., WYATT, P.W., CHAPMAN, G.H., CANTER, J.M. 1988. "Laser-induced Diode Linking for Wafer-scale Integration". *IEEE Transactions on Electron Devices*. 35:9. 1533-1550.

- COHEN, S.S., WYATT, P.W., CHAPMAN, G.H., CANTER, J.M. 1989. "The Resistance of Laser-Diffused Diode Links". *IEEE Transactions on Electron Devices*. 36:6. 1220-1223.
- DEGORCE, J.Y., GILLET, J.N., MAGNY, F., MEUNIER, M. 2005. "Three-dimensional transient temperature field model for laser annealing". *J. Appl. Phys.* 97:033520.
- GAGNON, Y., MEUNIER, M., SAVARIA, Y. 2001. *Method and Apparatus for Iteratively Selectively Tuning the Impedance of Integrated Semiconductor Devices Using a Focused Heating Source*. 6329272. 438/549.
- HATANO, M., MOON, S., LEE, M., SUZUKI, K., GRIGOROPOULOS, C.P. 2000. "Excimer laser-induced temperature field in melting and resolidification of silicon thin films". *J. Appl. Phys.* 87:36.
- HELLER, J., BARTHE, J.W., POON, C.C., TAM, C. 1999. "Temperature dependence of the reflectivity of silicon with surface oxide at wavelengths of 633 and 1047 nm". *Appl. Phys. Lett.* 75:43.
- JAIN, S.C., SCHOENMAKER, W., LINDSAY, R., STOLK, P.A., DECOUTERE, S., WILANDER, M. et al. 2002. "Transient enhanced diffusion of boron in Si". *J. Appl. Phys.* 91:8919.
- JELLISON, G.E. 1984. "Properties of pulsed laser-annealed silicon". Anonyme. New-

York : Academic Press. P. 95-164.

JELLISON, G.E., LOWNDES, D.H., MASBURN, D.N., WOOD, R.F. 1986. "Time-resolved reflectivity measurements on silicon and germanium using a pulsed excimer KrF laser heating beam". *Phys. Rev. B.* 34:2407.

JELLISON, G.E., MODINE, F.A. 1983. "Optical functions of silicon between 1.7 and 4.7 eV at elevated temperatures". *Phys. Rev. B.* 27:7466.

KODERA, H. 1963. "Diffusion Coefficient of Impurities in Silicon Melt". *Japanese Journal of Applied Physics.* 2:4. 212-219.

LAMPERT, M.O., KOEBEL, J.M., SIFFERT, P. 1981. "Temperature dependence of the reflectance of solid and liquid silicon". *J. Appl. Phys.* 52:4975.

MEUNIER, M., GAGNON, Y., LACOURSE, A., SAVARIA, Y., CADOTTE, M. 2001. "A New Laser Trimming Process For Microelectronics". *Applied Surface Science.* 186:52-56.

MEUNIER, M., GAGNON, Y., SAVARIA, Y., LACOURSE, A. 2001. "Laser Tuning Silicon Microdevices for Analog Microelectronics". *Proceedings of the SPIE.* 4274.

NISHIHARA, K., MOTOOKA, T. 2002. "Molecular-dynamics simulations of crystal growth from melted Si: Self-interstitial formation and migration". *Phys. Rev. B.* 66:233310.

- PARKER, D.L., WEILING, H. 1990. "Polysilicon Trimming by Laser Link Making". *IEEE Transactions on Semiconductor Manufacturing*. 3(2):80-83.
- PARKER, D.L.e.al. 1984. "Laser Polysilicon Link Making". *IEEE Transactions on Components, Hybrids, and Manufacturing Technology*. CHMT-7(4):438-442.
- RIOUX, S., LACOURSE, A., DUCHARME, M., GAGNON, Y., SAVARIA, Y., MEUNIER, M. 2005. "Design Methods for CMOS Low-Current Finely Tunable Voltage References Covering a Wide Output Range". *ISCAS*.
- SCHWARTZ-SELINGER, T., CAHILL, D.G., CHEN, S.C., MOON, S.J., GRIGOROPOULOS, C.P. 2001 . "Micron-scale modifications of Si surface morphology by pulsed-laser texturing". *Phys. Rev. B*. 64:155323.
- SINGH, R.K., NARAYAN, J. 1989. "A novel method for simulating laser-solid interactions in semiconductors and layered structures ". *Mater. Sci. and Eng. B*. 3:3. 217.
- TAM, A.C., POUR, J.K., GRIGOROPOULOS, C.P. 1996. *IEEE Transactions on Magnetics*. 32:3771.
- TOKAREV, V.N., KAPLAN, A.F. 1998. "An analytical modeling of time dependent pulsed laser melting". *J. Appl. Phys.* 86:2836.
- VON ALLMEN, M. 1995. *Laser-Beam Interactions With Materials: Physical Principles and Applications*. Springer-Verlag Telos.

WOOD, R.F., JELLISON, G.E. 1984. "Melting Model of Pulsed Laser Processing".

Anonyme. New-York : Academic Press. P. 165-250.

WOOD, R.F., KIRKPATRICK, J.R., GILES, G.E. 1981. "Macroscopic Theory of

Pulsed-laser Annealing II : Dopants Diffusion and Segregation". *Physical Review*

B. 23:5555-5569.

XU, X., GRIGOROPOULOS, C.P., RUSSO, R.E. 1995. "Heat Transfer in Excimer

Laser Melting of Thin Silicon Films". *J. Heat Trans.* 117:708.

Annexe 1 : Méthode du couteau pratique et efficace

Pour connaître la dimension du point focal du faisceau laser, le plus simple est d'utiliser un profilomètre de faisceau, nous donnant une mesure de l'intensité en tout point sur une tranche de celui-ci. Cependant, ces instruments sont coûteux et le montage utilisé pour l'expérience offre l'équipement nécessaire pour faire des mesures très précises avec la méthode du couteau, qui est très simple et efficace.

Cette méthode consiste à mesurer la puissance du faisceau au fur et à mesure que celui-ci est coupé par un « couteau », qui en réalité est une lame de rasoir. La figure a.6.1 nous montre un schéma du montage nécessaire.

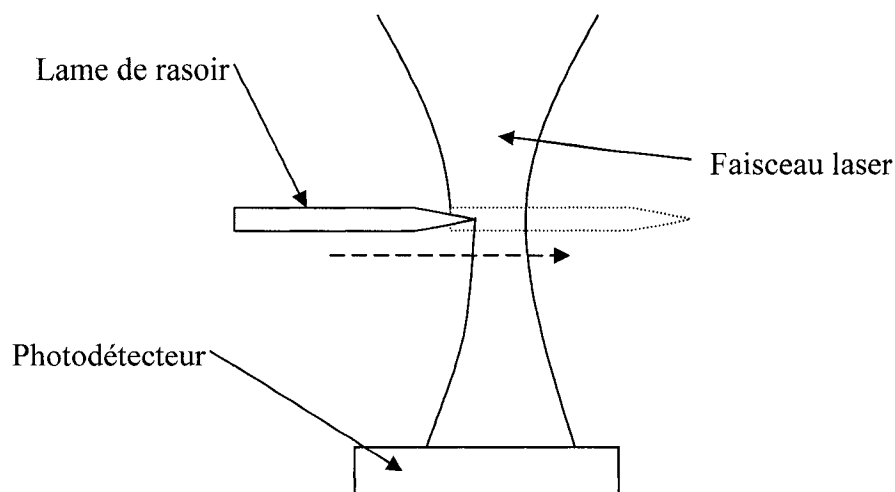


Figure A.6.1 : Schéma du montage permettant d'effectuer une mesure au couteau afin de déterminer le diamètre du faisceau laser. La lame de rasoir obstrue progressivement le faisceau, faisant diminuer la puissance atteignant le photodétecteur.

En mesurant l'intensité du faisceau pour chaque position du couteau, on obtient une fonction erreur qui s'intègre en gaussienne (en supposant que le faisceau est gaussien). Il est alors possible de connaître sa largeur en $1/e$ ou $1/e^2$ en mesurant la largeur de la courbe à la hauteur désirée.

Sur notre montage expérimental, le tout peut être réalisé en attachant la lame de rasoir à la table de déplacement de l'échantillon et en fixant le photodétecteur sur la table anti-vibration. La lame peut ainsi obstruer progressivement le photodétecteur immobile, placé sur la trajectoire du laser.

Cette technique est cependant sujette à des erreurs, car la dérivée de valeurs numériques est une opération très instable. Le moindre bruit dans les données initiales cause un résultat complètement erroné. Cependant, en prenant pour acquis que le faisceau est gaussien, il est possible d'outrepasser l'intégration et de déterminer la puissance directement à partir des valeurs initiales.

En prenant un faisceau gaussien dont l'intensité est répartie selon :

$$I = I_0 e^{-\left(\frac{x}{w_0}\right)^2} \quad (\text{A.1})$$

Sa puissance totale est donnée par l'intégration de l'intensité sur l'aire transversale du faisceau :

$$P_{tot} = \int_{-\infty}^{\infty} I_0 e^{-\left(\frac{x}{w_0}\right)^2} dx = I_0 w_0 \sqrt{\pi} \quad (\text{A.2})$$

L'intégration de la fonction erreur obtenue par le déplacement du couteau de l'infini négatif jusqu'au rayon gaussien du faisceau nous donnera la puissance contenue dans cet intervalle :

$$P_1 = \int_{-\infty}^{w_0} I_0 e^{-\left(\frac{x}{w_0}\right)^2} dx = \frac{1}{2} w_0 \sqrt{\pi} (1 - \text{erf}(1)) \quad (\text{A.3})$$

De même, l'intégration de l'infini négatif jusqu'au rayon positif du faisceau nous donnera :

$$P_2 = \int_{-\infty}^{w_0} I_0 e^{-\left(\frac{x}{w_0}\right)^2} dx = \frac{1}{2} w_0 \sqrt{\pi} (1 + \text{erf}(1)) \quad (\text{A.4})$$

Il est alors possible de faire le rapport de ces deux puissances sur la puissance totale, qui nous donne :

$$\begin{aligned} \frac{P_1}{P_{tot}} &= \frac{1}{2} (1 - \text{erf}(1)) = 0,0786 \\ \frac{P_2}{P_{tot}} &= \frac{1}{2} (1 + \text{erf}(1)) = 0,921 \end{aligned} \quad (\text{A.5})$$

Ainsi, le rayon à $1/e$ du faisceau laser en tout point peut être trouvé directement à partir des valeurs de puissance, sans avoir à intégrer. Il suffit de mesurer la puissance totale et de trouver les deux points pour lesquels la puissance est à 92,1% et à 7,9% de cette valeur maximale. La largeur du faisceau est alors égale à la différence de ces valeurs. Il est alors beaucoup plus facile de développer une simple routine permettant d'automatiser cette mesure.

De façon similaire, il est possible d'obtenir les rapports pour connaître le rayon du faisceau à $1/e^2$ qui sont :

$$\begin{aligned}\frac{P_1}{P_{tot}} &= \frac{1}{2} \left(1 - \operatorname{erf} \left(\frac{1}{2} \right) \right) = 0,0228 \\ \frac{P_2}{P_{tot}} &= \frac{1}{2} \left(1 + \operatorname{erf} \left(\frac{1}{2} \right) \right) = 0,977\end{aligned}\tag{A.6}$$